BÖLÜM 4

ELEKTRİK DEVRELERİ

GİRİŞ

Bu deney dizisinde, gerilim ile akımın zamana bağlı olarak değiştiği çeşitli elektrik devrelerinin davranışlarını inceleyeceğiz. Bu çalışmalarda kullanılacak en önemli araç elektron ışını osiloskobudur. Bu aygıtın ana parçası Elektronlar ve Alanlar deneylerinde elektron devinimini incelemede kullanılana benzer bir katod-ışını lambasıdır. İleride göreceğimiz gibi elektrik çevrimlerinin çabuk değişen gerilimlerinin ve akımlarının gözlenmesi ve ölçülmesi için osiloskop çok kullanışlı bir araçtır.

Bu deneylerde gözönüne alınan çevrimler direnç, kapasitör, indüktans, üreteç ile sinüsel ya da kare-dalga gerilim kaynaklarının çeşitli düzenlenişlerinden oluşur. Bu aygıtların belirtgin özeliklerini kısaca yeniden gözden geçirmek yerinde olacaktır.

DİRENÇ

Kusursuz bir direncin özeliği, uçları arasına bir V gerilim farkı uygulandığında dirençten geçen I akımının V ile doğru oranlı olmasıdır. R ile gösterilen orantı sabitine düzeneğin direnci denir. Yani kusursuz bir direnç için:

$$V = IR \tag{1}$$

dir. Bu bağıntıya *Ohm yasası* denir.

V 'nin volt I 'nin ampere olarak ölçüldüğü MKS birimlerinde direnç birimi Ω ile gösterilen ohm 'dur. $k\Omega$ (10^3 ohm) ve $M\Omega$ (10^6 ohm) birimleri de çok kullanılır. Her direncin başka bir özelliği, yitirebildiği en büyük (I^2R) gücüdür ki buna direncin güç sınırı denir. Bu gücün aşılması direnci beklenilmeyen biçimde değiştirebilir ya da büsbütün kavurabilir. Deneylerimizdeki elektronik çevrimlerde (I^2R) ya da 1 W (watt) gücünde (aşırı ısınmaya uğramadan harcanabilen güç) dirençler çok kullanılmıştır. Bu dirençler çoğunlukla karbon -kil karışımının pişirilmesiyle oluşan sert seramik maddelerdendir. Direncin değeri bileşime giren maddelerin oranlarının değiştirilmesi ile ayarlanabilir. Dirençler, Şek. 1 'deki renk halkaları gösterimleri ile imlenir. Örneğin, 56000 $\Omega \pm 10\%$ 'luk bir direncin üzerindeki şeritlerin renkleri yeşil, mavi, turuncu ve gümüşsü olacaktır (okuma uçtan içe doğrudur).

SIĞAÇ

Bir sığaç, içinde yük biriktirilen bir aygıt olarak düşünülebilir. Bir Q yükü bir yaprağa, $-Q$ yükü de ötekine yüklenince yaprakar arasında oluşan V gerilim farkı Q ile oranlı olur. Bu oran

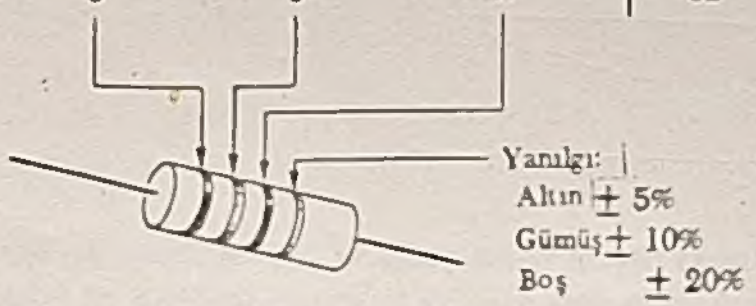
$$Q = CV \tag{2}$$

bağıntısı ile verilir. Burada C aygıt için belirtgen bir sabittir ve buna aygıtın sığası denir. MKS birimlerinde Q, coulomb olarak ölçülünce sığaya karşılık gelen MKS birimi de farad (kısaltılmışı F) 'dir.

Farad, son derecede büyük bir sığa birimidir, bu nedenle genellikle daha küçük $\mu F (10^{-6}$ F) ve $pF (10^{-12}$ F) gibi birimler de kullanılır. Sığaçlar çoğunlukla dar ince iki aluminyum yaprak ile aralarına yalıtkan olarak konulan Mylar adlı bir plastik yaprağın oluşturduğu sandviçi sigara gibi sarıp plastikle kaplayarak yapılır. Sığaçlar sığadan başka dayanabilecekleri büyük anlık gerilime göre de değerlendirilirler. Bu gerilimin aşılması, dielektriğin kendini koyuvermesine ve yapraklar arasındaki yalıtkanın delinmesine

ŞEKİL 1

Renk	KOD 1'inci basamak	KOD 2'inci basamak	Çarpan	Değer	1'inci renk	2'inci renk
Gümüş rengi			10^{-2}	10	Kahverengi	Siyah
Altın			10^{-1}	12	Kahverengi	Kırmızı
Siyah		0	10^{0}	15	Kahverengi	Yeşil
Kahverengi	1	1	10^{1}	18	Kahverengi	Gri
Kırmızı	2	2	10^{2}	22	Kırmızı	Kırmızı
Turuncu	3	3	10^{3}	27	Kırmızı	Menekşe
Sarı	4	4	10^{4}	33	Turuncu	Turuncu
Yeşil	5	5	10^{5}	39	Turuncu	Beyaz
Mavi	6	6	10^{6}	47	Sarı	Menekşe
Menekşe	7	7	10^{7}	56	Yeşil	Mavi
Gri	8	8	10^{8}	68	Mavi	Gri
Beyaz	9	9	10^{9}	82	Gri	Kırmızı



bu da gereci işe yaramaz hale koyan bir kısa çevrim oluşmasına yol açar. 100 V 'luk bir sığaç için Mylar yalıtkanın kalınlığı aşağı yukarı 10 μ (mikron) olmalıdır.

İRGİTKİ (İrgitim kangalı)

İrgitki demirden ya da demir tozundan çekirdek üzerine sarılmış ya da içinde hiç bir şey bulunmayan bir iletken tel kangaldır. Kangaldan geçen değişen bir akım, iç bölgede değişen bir mıknatısal akı oluşturur. Bu değişim kangal telinin uçlar arasında akımın dI/dt değişim hızı ile oranlı bir V irgitim geriliminin uyarılımını sağlar. Bu bağıntı

$$V = L\frac{dI}{dt} \tag{3}$$

denklemi ile belirlidir, burada L 'ye öz irgitim katsayısı denir ve aracın sabit bir belirtgenidir. Öz irgitim katsayısı MKS birimleri dizgesinde H olarak kısaltılan henry'dir. Genellikle μH (10^{-3} H) ve μH(10^{-6}H) birimleri de kullanılır.

GÜÇ ÜRETEÇLERİ

Kusursuz bir üreteç dizgisinde, çıkış uçları arasında aygıtın içinden geçen akıma bağlı olmayan sabit bir gerilim çıkarısı oluşturan bir gereçtir. En çok kullanılan dizgiler fotoğrafcıların flaş ışıklarında kullandıkları karbon-çinko kuru pilleri gibi pillerden yapılır. Her pil aşağı yukarı 1,5 V 'luk bir gerilim oluşturur. Buna göre, 45 V 'luk bir dizide sıralı bağlanmış 30 pil bulunur. Kullandığımız dizgilerde gerilim çıktısı, akımdan hüsbütün bağımsız değildir, ama bu dizgilerin davranışı, gerilimi sabit olan kusursuz bir dizgiye *iç direni* denilen belli bir direncin sıralı bağlanması ile anlatılabilir. Bir kuru pilin iç direnisi yeni iken 0,1 Ω basamağındadır ve budireni zamanla ve kullanma ile artar.

Çevrimlerin çözümlenmesinde kullanılan temel fizik ilkeleri Kirchoff yasalarıdır. Gerilim yasasına ya da ilmek yasasına göre, kapalı bir ilmek boyunca gerilim değişimlerinin cebirsel toplamı sıfır olmalıdır. Akım ya da kavşak yasasına göre de herhangi bir kavşağa yönelmiş akımların cebirsel toplamı sıfır olmalıdır. Bu ikiyasa ile yukarıda betimlenen çevrim öğelerinin belirtgenleri çevrimlerin davranışını incelemekte kuramsal bir temel bütünlüğü oluştururlar.

Bu deneylerle yukarıda tartışılan çevrim öğelerine ek olarak kullanılacak iki araç gerilimölçer ile dalgalı güç üretecidir. Gerilimölçer adının belirttiği gibi bir çevrimin iki noktası arasındaki gerilim çıkarımını ölçer. Bir çevrimin iki noktası arasına bağlanan bir gerilimölçerin çevrimin bir parçası durumuna girdiği unutulmamalı ve buna göre gerilimölçerden geçen akım göz önünde tutulmalıdır. Gerilimölçerin çektiği akım değeri *iç direnisine* bağlıdır. Bayağı voltölçerlerin iç dirençleri aygıtın yapım ayrıntılarına bağlı olarak tüm ölçek sapımları için $10^3\ \Omega$ ile $10^5\ \Omega$ arasında değişir. Elektronik yükselteç kullanarak elektronik lambalı ya da transistörlü aygıtlarla çok daha büyük iç dirençler elde edilir. Deneyleriniz de kullanılan elektronik gerilimölçerin iç direnci 11 MΩ (megaohm) 'dur.

DENEY EÇ – 1

DİRENÇ – SIĞAÇ ÇEVRİMLERİ

Bu deneyde, sıralı direnç ve sığaçlardan oluşan çevrimlerin davranışını inceleyeceğiz. Önce çevrimin uygulanan sabit bir gerilime, sonra da değişen sinüssel bir gerilime verdiği karşılığı inceleyeceğiz.

Önce bir batarya, bir direnç, bir sığaç ve bir gerilimölçer ile bir düğmeden oluşan Şek.2'deki çevrimi alalım. Düğme kapatılınca sığaç, bataryanın V_0 gerilimini buluncaya dek çabucak yüklenir her iki yaprakdaki Q_0 yükünün büyüklüğü Denk. (2) 'ye göre:

$$Q_0 = CV_0 \tag{4}$$

dir. Düğmenin açıldığı andaki durum Şek. 3 'deki gibidir. Sığaçtaki gerilim, gerilim-ölçer-direnç kolu üzerinde kendini belli eder ve bu koldan bir akım geçmesine yol açar. Bu akım sığaçtaki yükü azaltır, bu da sığacın gerilimini ve dolayısı ile de akımı düşürür.

Böylece Q yükü, önce hızlı sonra daha yavaş azalır, sonuç olarak, düğme açılarak boşalma başladıktan hemen sonra akım oldukça yeğindir, ama sonra azalır ve sığacın büsbütün boşalması ile sıfıra düşer. Böylece sığaçtaki yük zamanla Şek. 4'de gösterildiği gibi değişir.

Bu çevrimi nicel olarak çözümlemek güç değil. Bir anlık yükü, akımı, ve gerilimi, sıra ile Q, I ve V ile gösterelim; yalnız bu niceliklerin üçünün de zamanla değiştiklerini göz önünde tutalım. Şek. 3 'deki çevrimde I akımı yalnızca sığacın boşalmasından ileri geldiğinden sığacın yükünün değişim hızına eşittir ve

$$I = -\frac{dQ}{dt} \tag{5}$$

eşitliği yazılabilir. Bu akım V geriliminin anlık değerine ve çevrimin direncine bağlıdır. Direnç ile gerilimölçek sıralı olduklarından toplam direnci R ile gösterirsek,

$$I = \frac{V}{R} \tag{6}$$

eşitliğini yazabiliriz. Son olarak, V gerilimi sığaç üzerindeki anlık Q yüküne

$$V = \frac{Q}{C} \tag{7}$$

ile bağlıdır

Denk. (5) ile (6)'nın sağ yanlarını eşitleyip Denk.(7)'den çekilen V'yi yerine koyarak

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{RC} \tag{8}$$

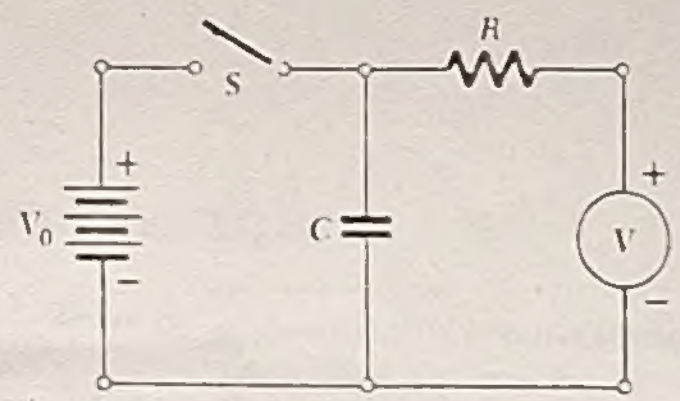
eşitliğini elde ederiz. Bu eşitlikte görüldüğü ve az önce belirtildiği gibi, bu, yükün bir anlık azalma çabukluğunun o anda geride kalan yük ile oranlı olduğunu gösterir.

Değişme hızı (yani zamana göre türevi) kendisi ile oranlı olan tek işlev üstel işlevdir. Özellikle, $t = 0$ anında yükün Q_0 ilk değerini alma koşulu aranırsa Denk.(8)'i sağlayan işlev:

$$Q = Q_0 e^{-t/RC} \tag{9}$$

olur. Okuyucunun, Denk.(9) un türevini alıp Denk.(8)'de yerine koyarak bunun denklemi gerçekten sağladığını göstermesi yerinde olur. Şek.4, Denk.(9)'un çizimidir, buradaki konumluk eksenleri Q ve t'nin kendileri değil Q/Q_0 ve t/RC *oranlarıdır*. Bu değişikliğin üstünlüğü bu oranların boyutsuz yani birimsiz sayılar oluşudur. Böylece yük yerine yükün baştaki değerine oranı olan bağıl yükü zaman yerine de zamanın, çevrimin zaman sabitine oranı olan bağıl zaman alıyoruz.

ŞEKİL 2



C hemen dolar.

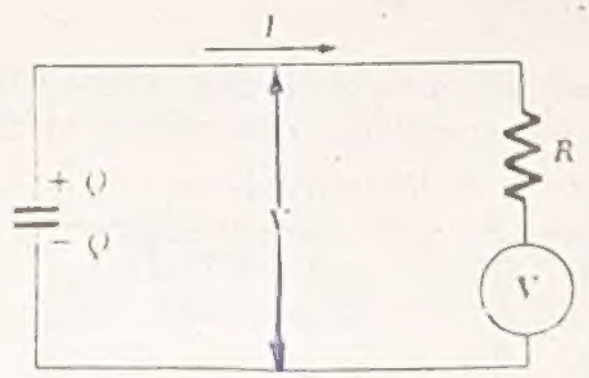
RC'ye çevrimin *zaman sabiti* ya da *gevşeme* (relaxation) *zamanı* denir. Denk.(9) un gösterdiği gibi, RC'ye eşit bir t süresi sonunda yük, başlangıçtaki değerinin $Q/Q_0 = e^{-1} = 0{,}368$ya da % 36,8 ine düşer. Bununla ilgili ve genellikle deneyle daha kolay ölçülebilen başka bir nicelik, Q'nun ilk değerinin yarısına düşmesi için gerekli zamandır. Bu zamanı $T_{1/2}$ ile göstererek

$$\tfrac{1}{2} = e^{-T_{1/2}/RC} \tag{10}$$

eşitliğini elde ederiz. Eşitliğin e tabanına göre logaritmasını alıp yeniden düzenlersek

$$T_{1/2} = RC \ln 2 = 0.693RC \tag{11}$$

ŞEKİL 3



$\alpha RC = m$

$\ln Q$ $\ln -x/RC$

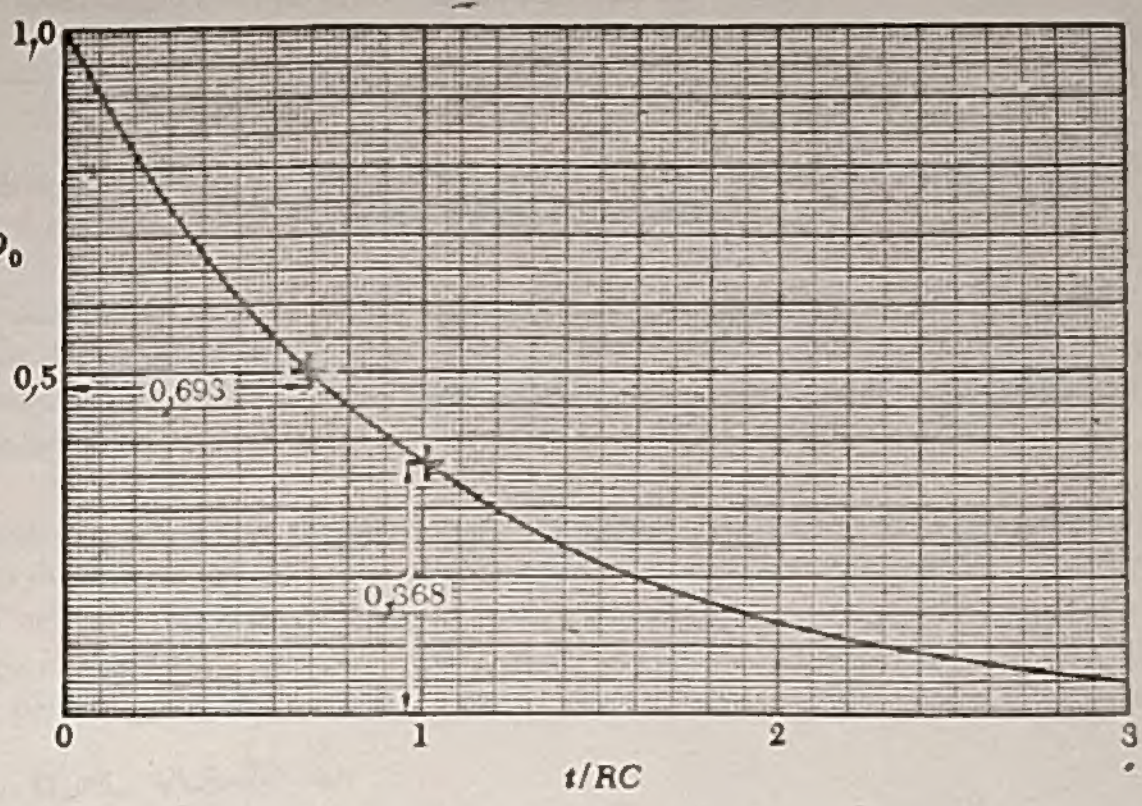
$1{,}65 \cdot 10^{-4}$

24 $\quad$ 2 $\quad$ −1,125

9 — 24

buluruz. Bu süreye *yarı-ömür* denebilir. Bu terim ışı etkin parçalanma olayının anlatımında da kullanılır.

ŞEKİL 4



ELEKTRO – MEKANİKSEL BENZETİMLER

Elektriksel çevrimler ve mekaniksel dizgeler arasında ilginç ve yararlı bir çok benzerlikler vardır. Bunların en yalını, bir kapı çarpma-yayının yalınlaştırılmış biçimi olan Şek. 5 'de gösterilen mekaniksel düzenek ile RC çevrimi arasındaki bağıntıdır. Delikli piston devinirken yağ deliklerden geçmek zorundadır. Bunun sonucunda, yalnız yağ ağdalığından (viskozluğundan) doğan hıza bağlı bir direnç (karşı koyma) kuvveti oluşur. Ilımlı hızlar için bu kuvvet, hız ile oranlıdır $F = -bv$ biçiminde gösterilebilir. Burada b bir orantı değişmezidir, eksi simgesi ise kuvvetin devinime karşı koyduğunu anlatır.

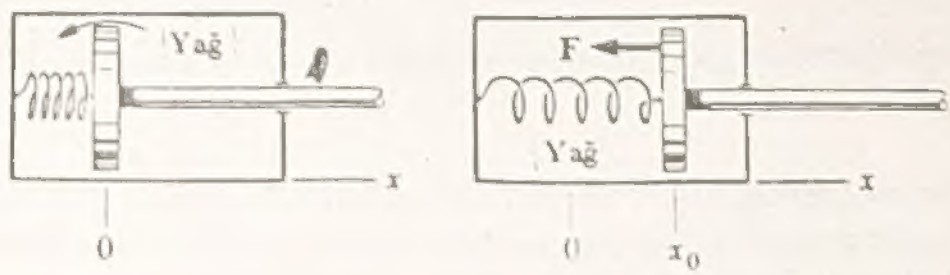
Devingen pistona yay da bir kuvvet uygular. Piston denge konumundan bir x uzaklığı kadar ayrıldığında yayın boyu x kadar değişir (kısalır, ya da uzar) ve bir $F = -kx$ kuvveti ortaya koyar, burada k yayın kuvvet sabitidir. İkinci Newton yasasına göre, pistona etkiyen bu iki kuvvetin toplamı pistonun kütlesi ile ivmesi çarpanına eşit olmalıdır. Eğer kütle *önemsenmeyecek ölçüde* küçükse iki kuvvetin toplamı sıfırdır, böylece

$$-kx - bv = 0 \quad \text{ya da} \quad \frac{dx}{dt} = -\frac{k}{b}x \tag{12}$$

elde ederiz.

Bu türetgel denklemin biçimi sığaç yükü için yazılan Denk. (8)'in özdeşidir x yerdeğiştirmesi Q 'ye v hızı da I akımına karşılıktır. Denklemdeki değiştirgenler arasında da benzer bağıntılar vardır. Sönüm sabiti

ŞEKİL 5



b, R direncine, yayın kuvvet değişmezi k 'da C sığasının tersine karşılıktır.

Öyle ise bu çözümleme, sıvılı kapı yayının denge konumundan bir x_0 uzaklığınca ayrılmış iken devinime başlamış ise denge konumuna doğru b/k ya eşit bir zaman sabiti ile

$$x = x_0 e^{-(k/b)t} \tag{13}$$

denklemi uyarınca üstel olarak yaklaştığını gösterir. Kapı-yayına zamana bağlı bir $F(t)$ kuvveti eklendiğinde durum Şek.6'daki $V(t)$ dış gerilimi zamanla değişen RC çevrimine benzeyecektir.

Eğer pistonun kütlesi savsanacak ölçüde küçük değilse çözümlemede bu durum göz önüne alınmalıdır. Kütlenin varlığı pistonun denge konumunu aşıp sönümlü bir salınım yapabilmesini sağlar. Gerçekten Deney EC-3 de göreceğimiz gibi, sönümlü harmonik salıngan, direnç, sığaç ve irgitkinin sıralı bağlanmasından oluşan elektrik çevriminin tam bir benzeridir.

Yukarıda, RC çevriminin *yük gevşemesi* diye de adlandırılan davranışı, RC zaman sabitinin yeterince uzun, diyelim birkaç saniye ya da daha uzun süreler kadar olması halinde, bayağı bir voltölçer ile doğrudan gözlenebilir. Bununla birlikte RC 'nin saniyeden çok daha kısa olduğu durumlarda da çoğu kez karşılaşırız. Bu durumda bu ölçü yöntemi geçerli değildir. Voltölçer mekaniksel özellikleri yüzünden (eylemsizlik ve sönüm), gerilim ve akımdaki son derece çabuk değişimlere uyamaz, uysa bile bu hızlı devinim gözle izlenemez.

OSİLLOSKOP

Buna göre hızlı değişen gerilimleri gözlemek ve ölçmek için daha hızlı işleyen bir aygıt gerekir. Osiloskop böyle bir aygıttır. Şimdi bunun işleme ilkelerini tartışacağız. Temel düşünce, elektron borusundaki elektron demetinin sapmasını bir gerilim göstericisi olarak kullanmaktır. Deney EF-1 'den anımsayacağınız gibi perdedeki ışıklı beneğin kayması saptırıcı sığacın yapraklarındaki gerilim ile oranlıdır. Üstelik bir elektronun boru içindeki uçuş süresi 10^{-8} s basamağında olduğundan elektron demetinin saptırıcı gerilimdeki bir değişmeye yanıtı da çabuk olur. Bu nedenle perdedeki ışıklı beneğin son derece hızlı olan devinimi gözle izlenemez.

Bu güçlük, saptırıcı metal yaprakların her iki çiftinin de kullanılması ile ortadan kaldırılır. Gözlenecek V gerilimi ya doğrudan, ya da, elektronik yükseltmeden sonra düşey saptırıcı yapraklara uygulanır. Zamanla düzgün olarak artan bir gerilim de yatay doğrultuda saptıran yapraklara uygulanır. Buna göre demetin düşey sapması uygulanan gerilim ile yatay sapması da zamanla oranlı olur. Böylece ışıklı benek, V 'nin değişimini t 'nin işlevi olarak perdeye çıkarır. Çıkan iz (çizge) çok kısa bir zamanda bile olsa görüntü tıpkı bir ışınır (fluoresan) lambanın güç kesildikten sonra kısa süre, saniyenin bölüntüsünce ışıldamayı sürdürmesi gibi, bir süre için perdede kalır. Perdedeki ize gözle bakılabilir ya da daha ayrıntılı inceleme için resmi çekilebilir.

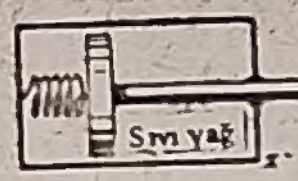
Bu tekniği biraz daha inceltebiliriz. Sığacı bir kerecik yükleyip boşaltarak gözlemek yerine yükleyici üreteci belli bir *sıklık* ile açıp kapayabiliriz. zaman sığaç gerilimi, T bir dönem süresini göstermek üzere Şek. 7 deki gibi değişecektir. Benzerince yatay yapraklara uygulanan V_x gerilimi dönemli olarak değiştirilebilir, böylece gerilim T zaman aralığında düzgünce artar, sonra çabucak ilk değerine döner ve bu dönemi yinelenir. Bu gerilimin zamana göre değişimi Şek. 8'de gösterilmiştir.

Bu iki değişimin aynı sıklıkta olduğunu düşünürsek o zaman bir dönemin çizgesi perde üzerinde sürgit yinelenip gidecektir.

Yatay saptırıcı yapraklara uygulanan gerilime bilinen nedenlerle testere dişli gerilim demek uygun olur. Görevi demeti değişmez bir hızla yatayına süpürtmek olduğundan katod-ışını borusuna uygulanan gerilime süpürü gerilimi, ya da doğrusal zaman tabanı denir. Bu testere dişli gerilim osiloskop içine yerleştirilmiş bir elektronik çevrimden alınır bu çevrim, süpürü sıklığı düşey saptırıcı geriliminin sıklığı ile eş

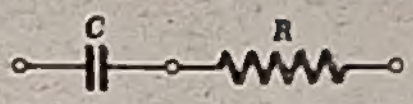
ŞEKİL 6

(a)



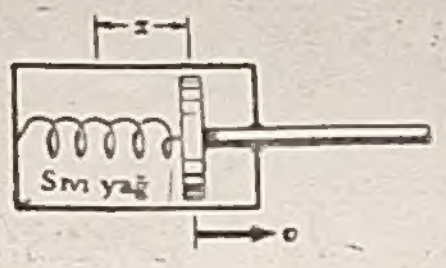
Bir hız kutusu...

(b)



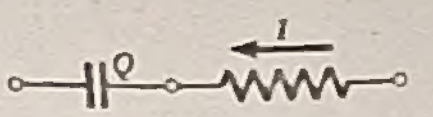
Bir RC çevrimi gibidir.

(c)



$\frac{dx}{dt} = o$

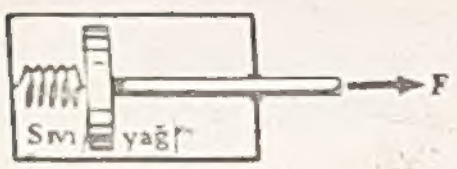
(d)



$\frac{dQ}{dt} = I$

Yerdeğiştirme ve hız

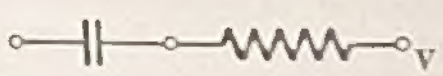
(e)



$F = bo + kx$

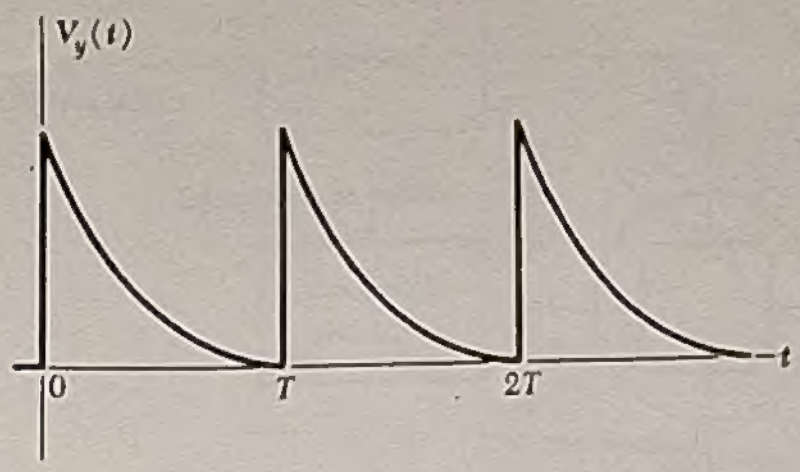
Yük ve akıma karşılıktır.

(f)

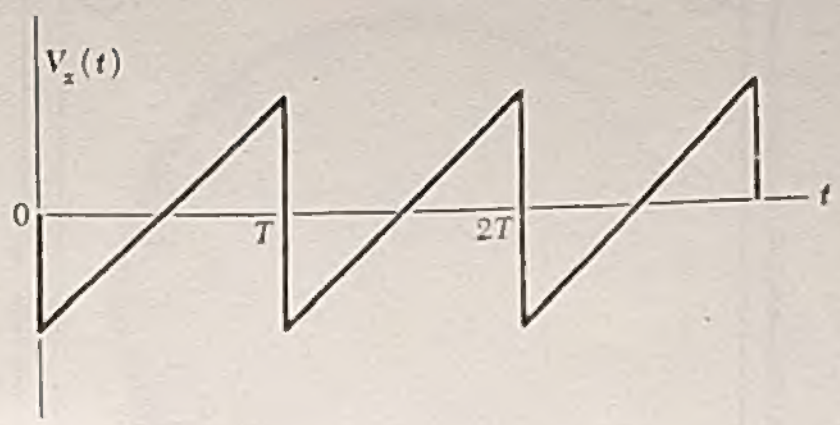


$V = IR + \frac{Q}{C}$

ŞEKİL 7



ŞEKİL 8



zamanlı olacak biçimde düzenlenir.

ÖZET

Elektron-ışını osilloskobunu oluşturan temel işleyiş birimleri şöyle özetlenebilir:

Katod-ışını borusu : Bu gösterici bir aygıttır, EA–Deneylerinde tartışıldığı gibi elektron tabancası, saptırıcı dizge ve elektron demetinin vurduğu yerin gözle görülebilmesini sağlayan bir ışınır cam perdeden oluşur.

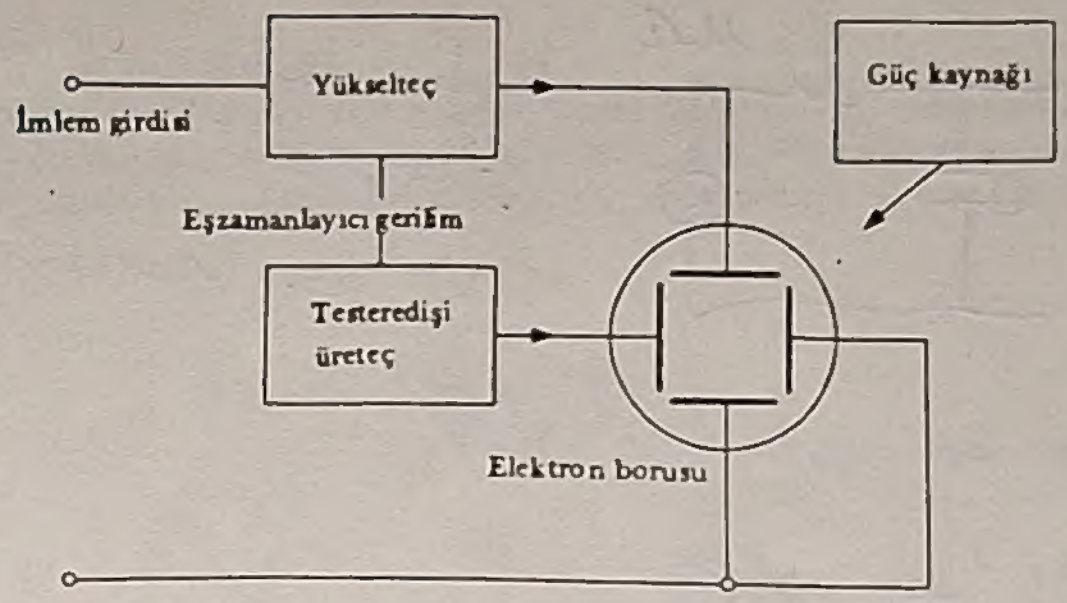
Güç kaynağı : Bu aygıt eksucun elektron püskürmesi için gerekli ısıtım akımını ve de elektron tabancasının kafes ve artuçlarına uygun gerilimleri vermelidir. Genellikle ikinci artucun hızlandırıcı gerilimi 2000 V 'dur, ama 10.000 V 'a dek gerilimler de kullanılır (Televizyon alıcılarında çoğu kez 15000 V 'dan 20000 V 'a kadar giden hızlandırıcı gerilimler gerekir).

Testere dişi gerilim üreteci: Bu üreteç zamana bağlı olarak Şek. 8'deki gibi değişen bir gerilim vermelidir, testere dişi dalgalı olan bu gerilimin sıklığı değiştirilebilmeli ve dıştan bir düğme ile gerilim girdisi ile eşzamanlı bulunabilmelidir.

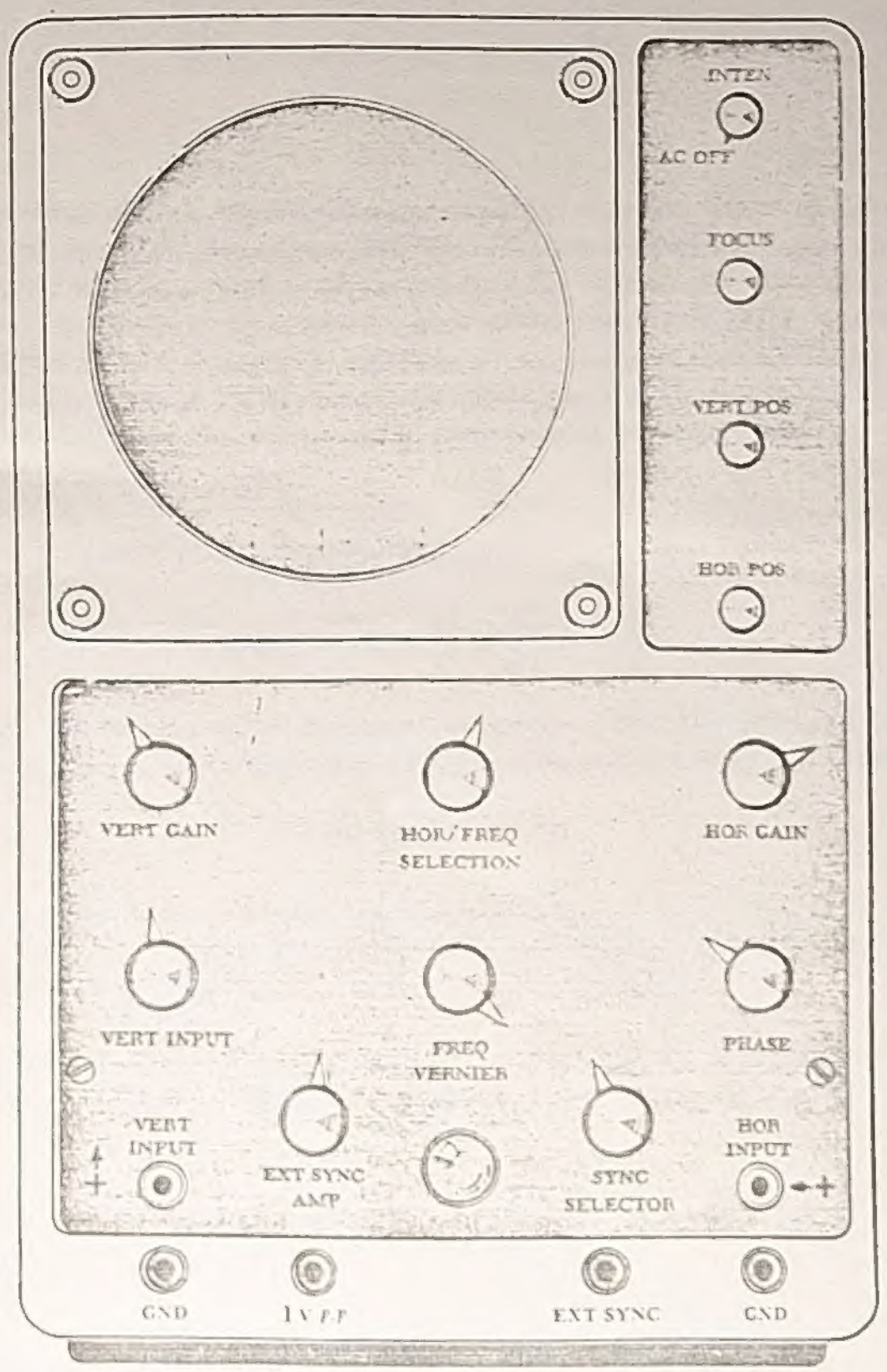
İmlem yükselteçleri: Elektron demetini cam perdenın düşeyine doğru yarıçapınca saptırmak için gerekli saptırıcı gerilim 200 V ölçüsündedir. 0,1 V 'luk küçük *imlemleri* gösterebilmek için bir yükselteç çevrimi ile birkaç binlik ek bir büyütme (kazanç) gereklidir.

Osilloskobun işlemesini gösteren bir kutu çiziti Şek.9'da ve bir işletim tablası örneği de Şek.10'da gösterilmiştir.

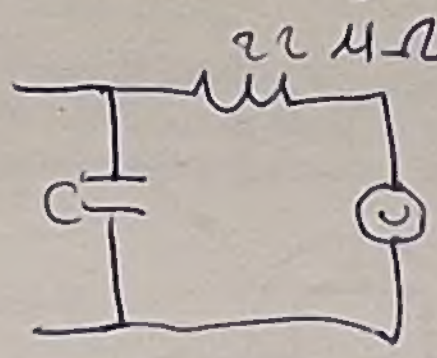
ŞEKİL 9



ŞEKİL 10



* 11 MΩ gerilim ölçerin iç direnci



Neden daha az okunur.
Çünkü $\frac{1}{3}$ ü ve $\frac{1}{3}$ ü R ve
V'de harcanır

RC = 16 sn. falan bulmalıyız.

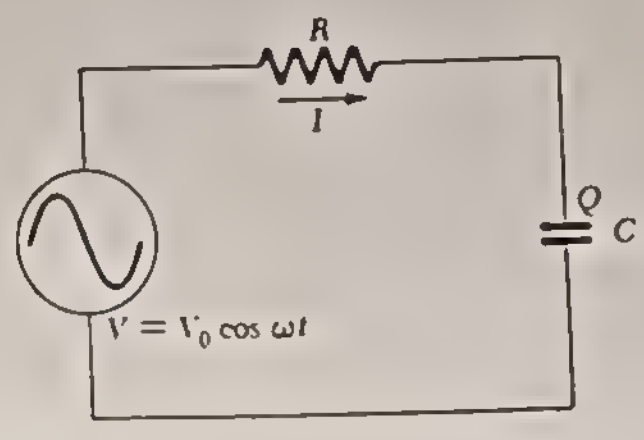
* AC'de yapı

ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ

SİNÜSSEL GERİLİM

Osilloskop, RC çevrimlerinin önemli bir başka davranışını incelemek için, yani *sinüssel* gerilimi girdisi ile sürülünce tepkisinin ne olacağını incelemek için kullanılabilir. Şek. 11'de gösterilen çevrimi gözönüne alalım. uygulanan sürücü gerilim, en büyük değeri (genliği) V_0, açısal sıklığı* ω olan zamanın sinüssel bir

ŞEKİL 11



işlevidir. Çevrimdeki sinüssel olmasını beklediğimiz akımın genliği ve evresi, sıklık ile ilginç biçimde değişir. Gerilim değişimi çok yavaş ise, yani salınım dönemleri RC zaman sabitine göre çok uzun ise, sığacın yükü, V'nin değişmez kaldığı durumdaki gibi yalnız $Q = CV$ ile verilebilir. Ama daha yüksek sıklıklarda sığacın, R direnci üzerinden dolup boşalması, gerilimdeki değişimlere "ayak uydurabilecek" kadar hızlı olmayabilir. O zaman Q ile V arasında bir evre farkı oluşur yani sıfır ya da doruk değerlerini alma anları aralarına, sıklığa bağlı süre girer. Bu süre bir dönem bölüntüsünce'dir. Bundan başka en büyük Q_0 yükü CV_0 dan oldukça az olabilir. Çevrimin ayrıntılı olarak çözümlenmesi bu beklentilerimizi ortaya çıkarabilir. Şimdi bu çözümlemeye girişelim:

Çevrime Kirchoff'un gerilim yasasını uygulayarak,

$$V_0 \cos \omega t = IR + \frac{Q}{C} = \frac{dQ}{dt} R + \frac{Q}{C} \tag{14}$$

denklemini elde ederiz, burada $I = dQ/dt$ bağıntısını kullandık. Yukarıki irdelemeye dayanarak Q'nun gerilim ile aynı sıklıkla sinüsel olarak değiştiğini ve aralarına bir evre kayımı girdiğini varsayalım. Yani Q,

$$Q = Q_0 \cos (\omega t + \phi) \tag{15}$$

denklemi ile verilsin. Burada Q_0 ve ϕ şimdilik bilinmeyen sabitlerdir. Q_0, Q'nun bir dönemde eriştiği en büyük değerdir. ϕ'ye ise *evre açısı* denir. Bir tam dönem ωt'nin 2π artmasına karşılıktır; eğer Q, V'nin bir çeyrek dönem önünde gittiği anlaşılırsa, $\phi = \pi/2$ olur ve bu böyle gider.

Şimdi Denk.(15)'in Kirchoff'un Denk. (16)'ıncı yasasını sağlaması için Q_0 ve ϕ değerlerinin ne olması gerektiğini bulalım. Denk (15)'den dQ/dt'yi hesaplayıp Q ve dQ/dt'yi Denk.(14)'de yerlerine koyarak

$$V_0 \cos \omega t = -\omega R Q_0 \sin (\omega t + \phi) + \left(\frac{Q_0}{C}\right) \cos (\omega t + \phi) \tag{16}$$

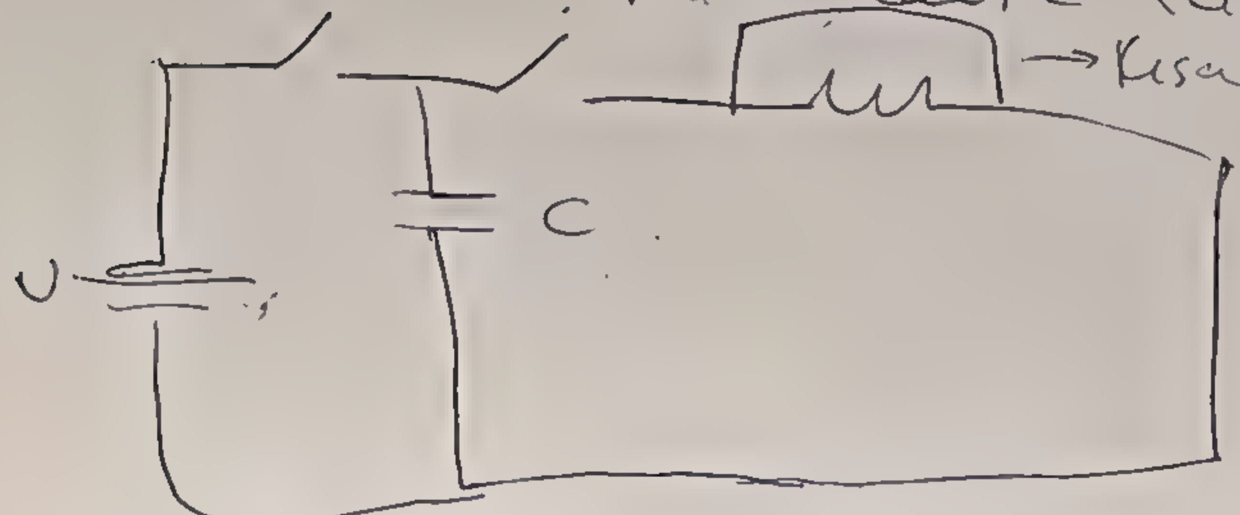
bağıntısını elde ederiz.

Bir sonraki adım, üçgenölçüm (trigonometri) özdeşliklerini kullanarak $\sin (\omega t + \phi)$ ile $\cos (\omega t + \phi)$'yi açmaktır:

$$\sin (A + B) = \sin A \cos B + \cos A \sin B$$

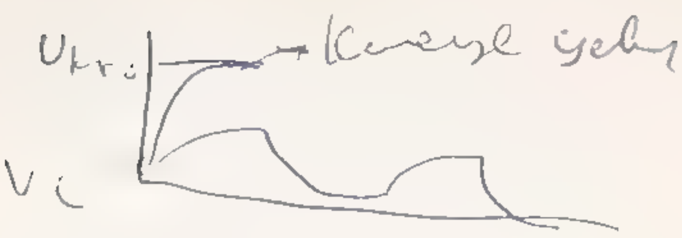
$$\cos (A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B$$

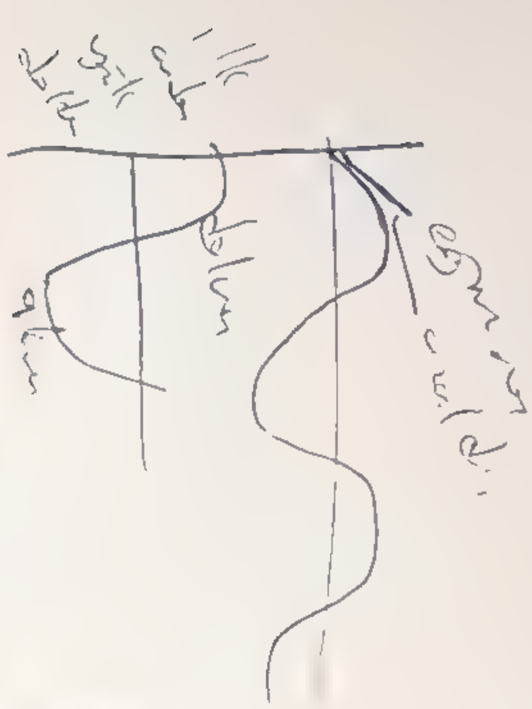
Açık devre (akım geçmez)



Kondansatör içerisinde U = 0
ise kısa devre.

Kondansatör RC süre





C [illegible]

[illegible]

İşlemlerden sonra Denk.(16) 'yı $\sin \omega t$ 'ye ve $\cos \omega t$ 'ye göre düzenleyerek,

$$\cos \omega t \left(-\omega Q_0 R \sin \phi + \frac{Q_0}{C} \cos \phi - V_0 \right) + \sin \omega t \left(-\omega Q_0 R \cos \phi - \frac{Q_0}{C} \sin \phi \right) = 0 \tag{17}$$

eşitliğini buluruz.

Eğer Denk.(15), sığacın yükünün zamanla değişimini doğru betimliyorsa Denk.(17) 'nin her an için doğru kalması gerekir. Özellikle, ωt 'nin 0 ve $\pi/2$ olduğu anları göz önüne almakta yarar var. Çünkü bu durumda ωt sıfır olunca ikinci satır yokolur, ve eşitliğin sağlanması için yalnız ilk ayraçın sıfır olması gerekir. Benzerince, $\omega t = \pi/2$ için ikinci ayraç sıfır olmalıdır. Bu ikinci ayracı sıfıra eşitleyince

$$tg\ \phi = -\omega RC \tag{18}$$

denklemini buluruz. Bunun gibi ilk ayracı sıfıra eşitleyip yeniden düzenleyerek

$$Q_0 = \frac{V_0}{-\omega R \sin \phi + (1/C) \cos \phi}$$

denklemini buluruz. Payı ve paydayı $C \cos \phi$ ile çarpıp Denk. (18) 'i kullandığımızda,

$\cos \phi = 1/\sec \phi = 1/(tg^2\ \phi + 1)^{1/2}$ olduğunu anımsayarak

$$Q_0 = CV_0 \cos \phi = \frac{CV_0}{(tg^2\ \phi + 1)^{1/2}} = \frac{CV_0}{[(\omega RC)^2 + 1]^{1/2}} \tag{19}$$

eşitliğini elde ederiz.

Böylece baştaki nitel kestirilerimiz doğru çıktı. Yük ile uygulanan gerilim arasındaki ϕ evre açısı küçük ω 'lar için sıfıra, büyük ω 'lar (yani $\omega \gg \frac{1}{RC}$) için $-\pi/2$ 'ye yaklaşan tutarda geri kalır (çünkü ϕ her zaman eksidir). Bundan başka Q_0, sabit V_0 gerilimi için alacağı CV_0 değerini, ω 'nin dolayısı ile ϕ 'nin küçük değeri için alır. Q arttıkça, CV_0 'dan başlayarak küçülür ve ω arttıkça daha küçülür. Bütün sıklıklarda V_R ile V_C, 90° evre dışı kalır.

I akımının sıklık ile nasıl değiştiğini gözlemek de ilginçtir. Denk.(15) 'in zamana göre türevini alıp $\cos(A+\pi/2) = -\sin A$ özdeşliğini kullanarak $I = \frac{dQ}{dt} = -\omega Q_0 \sin(\omega t + \phi) = \omega Q_0 \cos\left(\omega t + \phi + \frac{\pi}{2}\right)$

buluruz. I nın I_0 ile gösterilen tepe değeri ωQ_0 'a eşittir. Denk. (18) ile Denk (19) u kullanarak bunu çeşitli yollardan şöyle gösterebiliriz:

$$I_0 = \omega Q_0 = \omega CV_0 \cos \phi = -\frac{V_0}{R} \sin \phi = \frac{\omega CV_0}{[(\omega RC)^2 + 1]^{1/2}} = \frac{V_0}{[R^2 + (1/\omega C)^2]^{1/2}} \tag{20}$$

Bu eşitliklerden alçak-sıklık sınırında I_0 'ın 0'a ve I nın evresinin de $\pi/2$ 'ye yaklaştığını görüyoruz. Yüksek sıklık sınırında ise $\phi = -\pi/2$ iken akım ile gerilim aynı evreye gelirler ve akımın genliği V_0/R olur. Yani yüksek frekanslarda ($\omega \gg 1/RC$) çevrim sanki sığaç yokmuş gibi davranır. Tersine, alçak sıklıklar sınırında çevrim direnç yokmuş gibidir. Sığaç yüksek sıklıklarda bir kısa çevrim, alçak sıklıklarda ise açık çevrim gibi davranır.

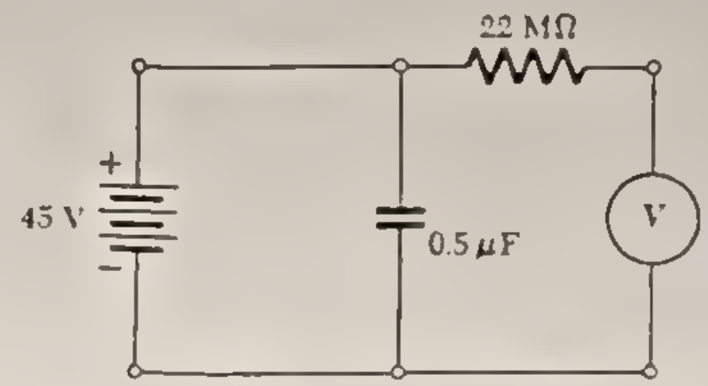
DENEY

1. YÜK GEVŞEMESİ

14,5

Yük gevşemesini*, en yalın biçiminde gözleyebilmek için Şek.2'deki çevrim öğelerine Şek.12'deki çevrim üzerinde yazılı değerleri vererek kurun. Çevrimde bir düğmeye gerek yok; bataryanın iç direnci genellikle çok küçüktür, sığacı tam olarak yüklemek için kutupları bir değdirmek yeter. İç direnç büyük ise yüklerken birkaç saniye beklemek gerekir.

ŞEKİL 12



11 MΩ

Devreyi kurup çalıştırdık. Max volt değeri 11,6 V oldu. Sonra bataryayı çıkardık ve [illegible] bulduk. Yarılanma süresi 14,0 s.

UYARI

> 45 V 'luk bir gerilim rahatsız edici bir elektrik çarpmasına yol açabilir. *Uyanık olun.*

Gerilimölçeri 15 V ölçeğine getirip çevrimi tamamlayın. Gerilimölçerlerin yalnız 15 V 'u ya da üreteç geriliminin üçte birini gösterdiğini gözönünde tutun. Niçin? (Bu aygıtın yalnızca kendi iki ucu arasındaki gerilimi gösterdiğini unutmayın). Şimdi üreteç bağlantısını açın ve sığacın boşalmasını gözleyin. Ölçü aygıtına başlangıçta okunan değerin yarıya düşmesi için geçen zamanı ölçün. Denk.(11)'den RC 'yi hesaplayın ve ölçü sonucu beklenen değer ile karşılaştırın. R 'nin içine ölçü aygıtının direncini de kattınız mı?

2. ÜSTEL SÖNÜM

Ölçü aygıtını ardarda daha küçük ölçeklerde kullanarak gerilim düşüşü daha uzun süre izlenebilir. Bu yapılırken gerilimölçerin sıfır ayarı biraz kayabilir. Düşüşün üstel olduğunu göstermek için bir kronometre ile gerilimi 2 ya da 3 s aralıklarla okuyun ve bu sırada akım zayıfladıkça bölge düşmesini en alçak bölgeye ulaşıncaya dek küçültün. Sıfır konumunun kaymasından doğan yanılgılar, her bölgedeki kaymanın başlangıçta gözlenerek ve uygun düzeltmeler yaparak yaklaşıkça giderilebilir. V 'yi logaritmalı eksende almak üzere yarı logaritmalı bir çizitlemede V 'yi t 'nin işlevi olarak gösterin. Bu çizitin biçimini önceden kestirebilir miydiniz? Yarı logaritmalı kağıt neden kullanışlıdır? Çizitten RC 'yi bulun ve çevrim bileşenlerinden hesaplanan değer ile karşılaştırın.

V	t
11,6	0
10	[illegible]

$e^{-t/RC}$

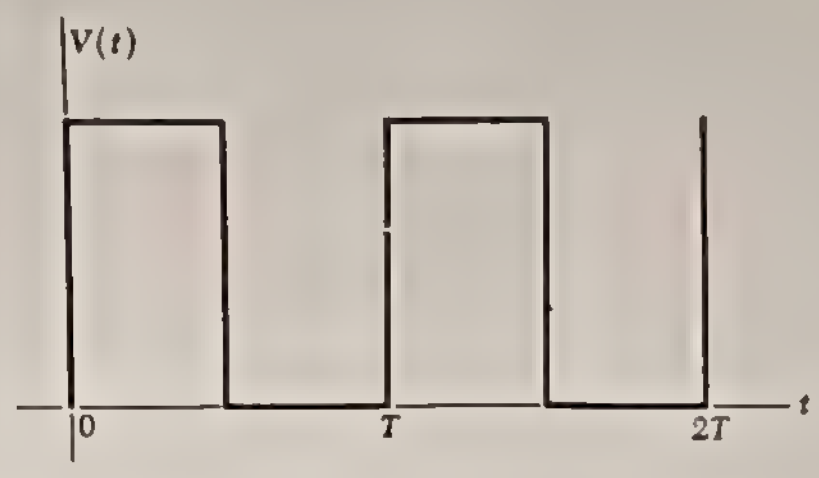
$\ln \frac{Q}{Q_0} = -\frac{t}{RC}$

3 HIZLI GEVŞEME

Çizgili kısım toprakla kısım. Osiloskobun üstü direnç ve

Girişte tartışıldığı gibi daha hızlı gevşemeleri gözlemlemek ve ölçmek için osiloskop kullanılabilir. Eşit aralıklarla ardısıra yinelenen bir gevşeme olayı elde etmek için, Şek. 13 de gösterilen gibi *kare dalga* çıktısı olan bir gerilim kaynağı kullanılır. Üreteç üzerindeki işletim düğmeleri kare-dalga çıktısının genliğini ve $f = 1/T$ sıklığını değiştirmeye yarar.

ŞEKİL 13



Osiloskoba gerektiğinden devresi neden değiştirdi

Osilloskobu ve kare-dalga üretecinin kullanımına alıştıktan sonra Şek.15'de gösterilen çevrimi kurun. Sığaç kare dalga ile R üzerinden durmadan durulup boşaltıldığı için bu çevrim Şek. 3 'deki çevrimden değişiktir. Osiloskobun cam perdesinde nasıl bir çizit beklersiniz?

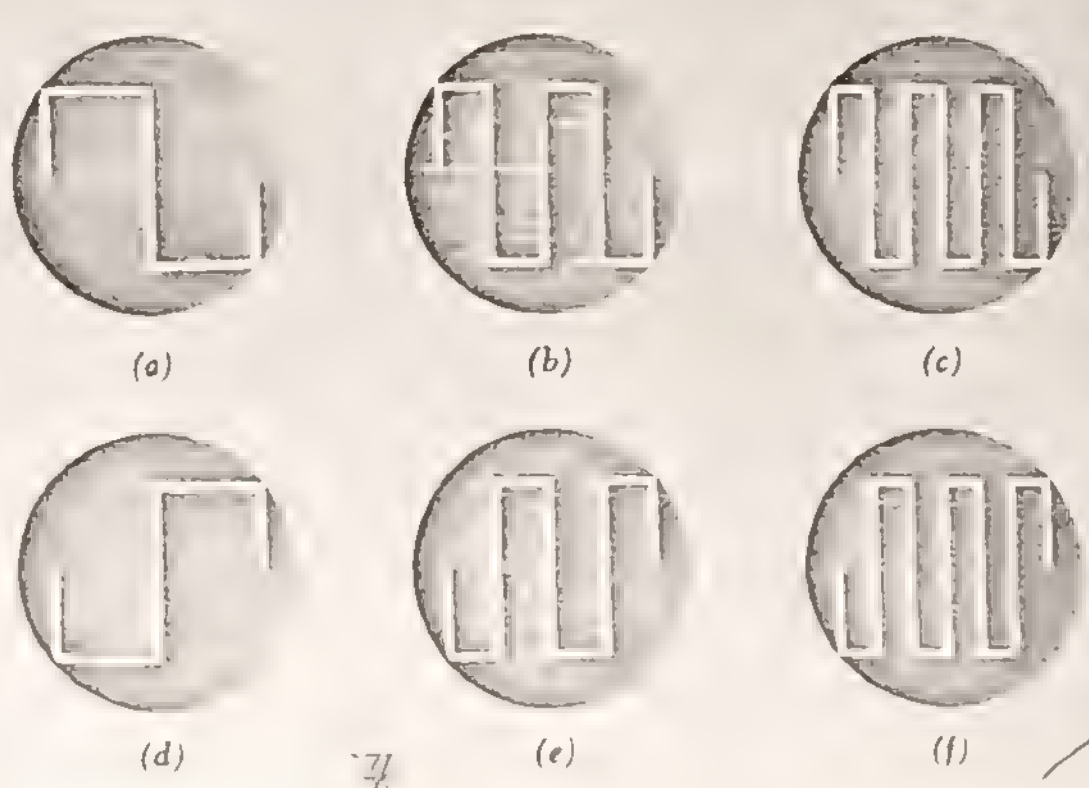
ŞEKİL 14

frekans = 900 Hz.

$t = 0{,}65 \cdot 10^{-3}$ sn

yarılanma / ln 2

$RC = 9{,}37 \cdot 10^{-4}$



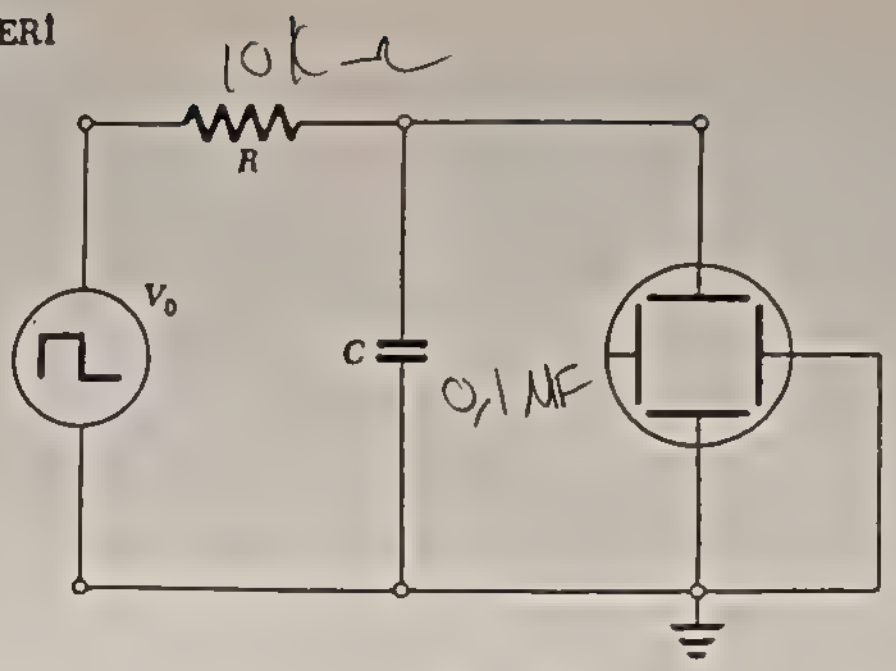
Bunu elde edin

$10 \cdot 10^{3} \cdot 1 \cdot 10^{-7}$

$10 \cdot 10^{-4}$

Çevrimin $R = 10\ \text{k}\Omega$, $C = 0{,}1\ \mu\text{F}$ değerleri için sığacın bir dönemlik dolup boşalmasını gözleyin. Kare-dalganın bilinen sıklığından yararlanarak osilloskobun x - ekseni zaman birimlerine göre doğrudan ayarlanabilir. Yarı-ömrü (gevşeme süresini) ölçün ve bundan Denk.(11) yardımıyle RC zaman sabitini bulun. Kare-dalga üretecinin bir iç direnci olduğunu göz önünde tutun kullandığınız aygıt için iç direnç değerleri şunlardır:

ŞEKİL 15



Şek. 1 5.

Ölçek	İç direnç Ω Kare Dalga	Sinüs Dalga Üreteci
0–0,1	52	600
0–1,0	52	600
0–10	0–220	0–3500 Ayar düğmesinin konumuna bağlıdır.

Eğer R, bu iç direnç değerlerinden çok daha büyük değilse, çevrim direnci olarak ikisinin toplamını almak gerekir. R ve C 'nin değişik değerlerini de deneyebilirsiniz. Özellikle RC, kare-dalganın T döneminden çok daha büyük olduğu zaman ne olur? Çok daha küçük olduğu zaman ne olur?

4. SİNÜSSEL GERİLİM

Aynı deneysel düzenek sinüs-kare dalga üretecinin sinüs dalga çıktısını kullanarak RC çevriminin bir sinüssel giriş gerilimine karşı davranışını gözlemede kullanılabilir. Boylece Denk. (18) ile (19) 'un öngörüleri sınanabilir. Osiloskobun sığaç üzerindeki Q yükünü değil de Q/C 'ye eşit olan gerilimini ölçtüğünü gözden kaçırmayın. Denk.(19)'a göre sığaçtaki V_c tepe gerilimi $V_c = V_0 \cos\phi$ 'dir. V_c/V_0 oranı, osiloskobun düşey girdisi sıra ile sığaca ve sinüs-dalga üretecine bağlanarak kolayca ölçülebilir. sıklık bu oranı kabaca 1/2 yapacak değerde seçilip bunu osiloskopta olabildiğince sağınlıkla ölçün ve evre-kayma açısını hesaplayın. Bundan ve sinüs-dalganın bilinen sıklığında RC 'yi hesaplayın ve bunu çevrim bileşenlerinden elde edilen değer ile karşılaştırın. Dalga-üreteci ölçeğinin f sıklığını verdiğini ve size $\omega = 2\pi f$ 'nin gerekli olduğunu unutmayın.

5. EVRE KAYMASI

Üreteç gerilimi ile sığaç gerilimi arasındaki evre kayması çeşitli yöntemler ile ölçülebilir. Aşağıda bunlardan üç yol tartışılacaktır.

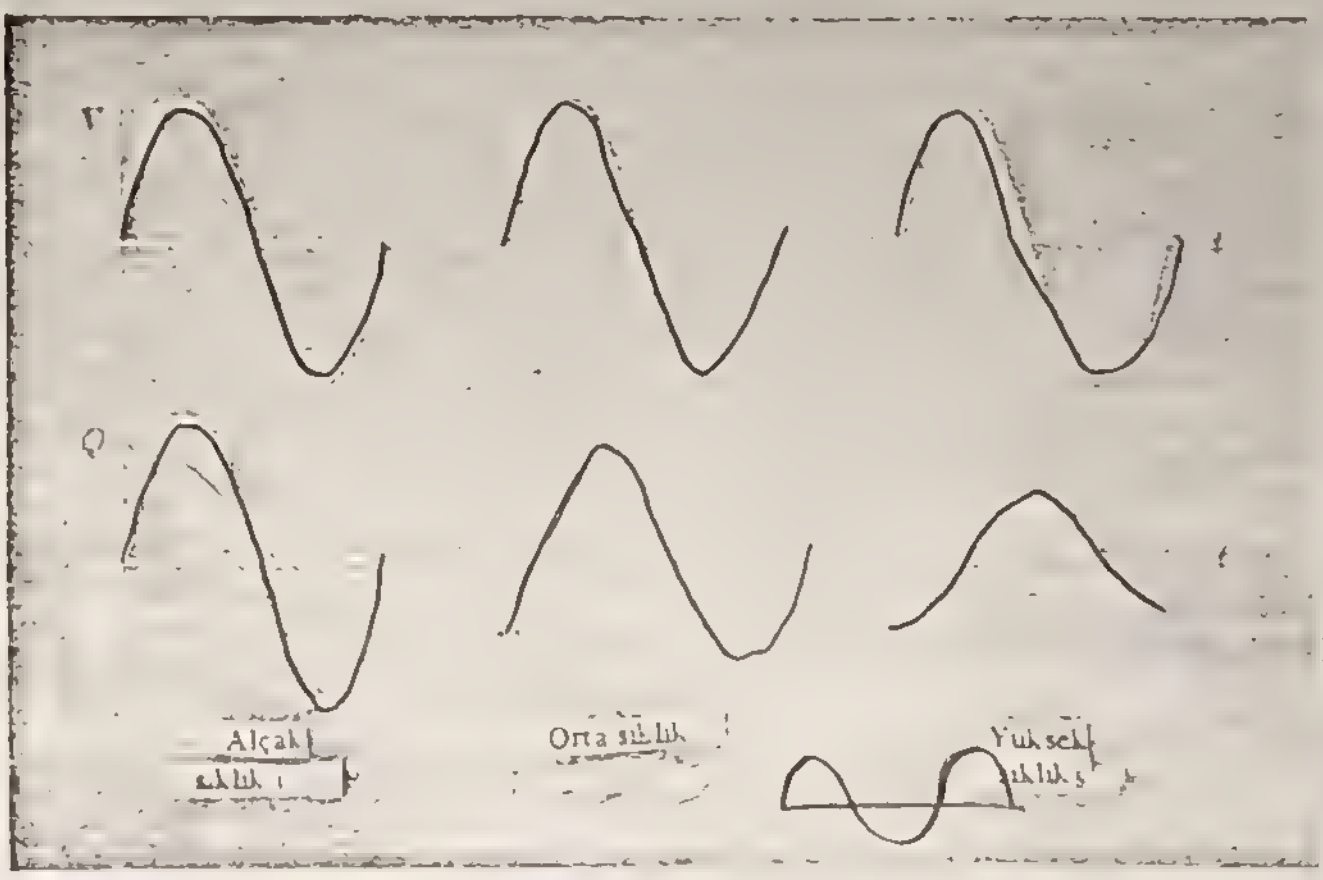
SÜPÜRÜ EŞZAMANLIĞI

Eğer yatay "süpürü" veren testere dişli gerilim *sığaç gerilimi* ile eşzamanlı kılınırsa süpürü bütün sıklıkları için sinüsel dalganın aynı noktasında başlayacak ve tüm sıklıklarda hiç bir evre kayması gözlenmeyecektir. Ama süpürü, V üreteç gerilim ile eşzamanlı kılınabilirse, o zaman değişik sıklıklarda süpürü sığaç gerilim dönemi üzerinde aynı yerlerden başlayacaktır. Çünkü bu iki gerilim arasında bir evre kayması vardır. O zaman C 'nin uçları arasındaki gerilimin osiloskoptaki görünüşü Şek. 16 'daki gibi ola-

caktır. Sinüssel dalganın yatay eksen (zaman ekseni) boyunca kayışını ölçerek evre kayması doğrudan bulunabilir. Sürücü Sıklık artırıldıkça sığaç geriliminin genişliği küçülür ve cam perdedeki çizit sağa doğru kayar. Bu durum, yükün en büyük değerini, sürücü gerilim en büyük değerini aldıktan *sonra* bulduğunu gösterir. Bu genellikle *evre gecikmesi* diye deyimlenen eksi evre açısına karşılık gelir.

Bu yöntemdesüpürüyü, sürücü gerilim ile eşzamanlı kılmak için üretecin sinüs ve kare-dalga çıkışlarının tüm sıklıklarda aynı evrede olmasından yararlanırız. Kare-dalga imlemini dış eşzamanlama girdisine verin. SYNC SELECTOR düğmesini external'a çevirin. SYNC AMPLITUDE düğmesini saat iğneleri yönünde sonuna dek çevirin ve kare-dalga üretecinin çıktısını, tutarlı artı eşzamanlığın sağlandığı en alçak düzeye değin düşürün. Evre açısını çeşitli sıklıklarda ölçün ve Denk.(18) in kestirileri ile karşılaştırın.

ŞEKİL 16



Bildet Modulasyonu:

Deney EA–1'de tartışıldığı gibi, elektron demet yeğinliği KIB'nın G_1 denetim kafesindeki gerilim ile denetlenir. Bu kafes gerilimini değiştirmek ya da kiplemek için bir dış imleme de kullanılabilir. KIB gösteri perdesinde bu gerçekten üçüncü bir boyut verdiği için demet yeğinliğine elektronbilim dilinde "z ekseni" denir.

Eğer demet sürücü gerilim ile özdeş evre içinde kiplenirse sürücü gerilim ile sığaç gerilimi arasındaki evre kayması daha önceki gibi perdede çıkan çizit üzerinde doğrudan ölçülebilir. Önceki gibi evre açısı Denk.(18)'den kestirilen açı ile karşılaştırılabilir. Demeti eşzamanlı olarak kiplemek için, kare-dalga imlemini z-ekseni fişine takın ve demet yeğinliğini ve kare-dalga çıktısını iyi bir parlaklık karşıtlığı sağlamak için ayarlayın. SYNC SELECTOR düğmesi iç (internal) da olduğu zaman çıkan şekiller Şek. 17 dekilere benzemelidir. sıklık artırılınca çizitin parlak kesitinin sola doğru kaydığını gözden kaçırmayın. Bu, sürücü gerilimin, evrece, sığaç geriliminden *ilerde* olduğunu gösterir.

Yeğinlik kipleniminin, süpürü eşzamanlığına üstünlüğü, testere dişi üretecinin eşzamanlık belirtgenlerinin sıklığa biraz bağlı olması ve yanıltıcı evre kaymalarına yol açmasıdır; bu sorun, süpürünün başla-

Kiplenim: Modulation.

ŞEKİL 17

tılmasını sağlayan düzeneğe bağlı olmayan yeğinlik kiplenimi ile önlenir.

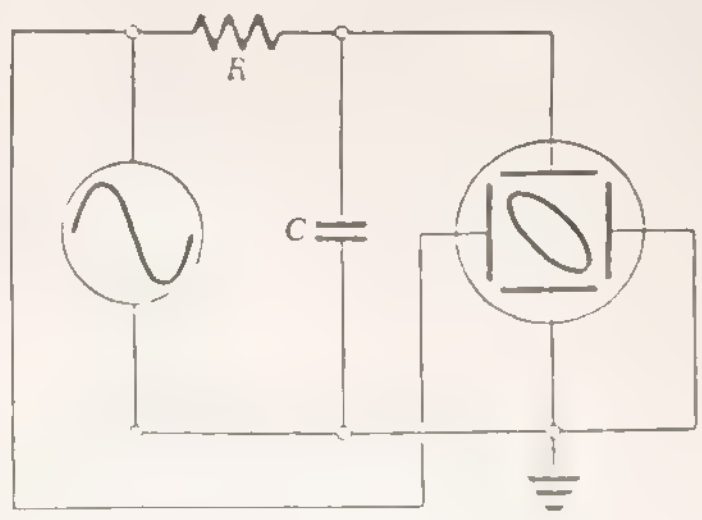
LISSAJOUS EĞRİLERİ

Süpürücü gerilim ile sığaç gerilimi arasındaki ϕ evre açısını bulmanın son bir yolu Şek. 18'de görüldüğü gibi, testere dişi süpürü üretecini hiç kullanmaksızın bu iki gerilimden birini yatay saptırım,ötekini düşey saptırım gerilimi olarak kullanarak bu gerilimleri osiloskobun cam perdesi üzerinde doğrudan karşılaştırmaktır. Bu düzenlenişte yatay sıklık seçimi denetimi düğmesi dış girdiye (external input'a) çevrilir; bu, yatay saptırıcı sığalık yapraklarını süpürü gerilimi yerine, yatay girdi uçlarına bağlar.

Bu koşullar altında perdedeki ışıklı beneğin devinimi birbirine dik iki sinüsel devinimin bir ϕ evre kayması ile üstüste binmesinden oluşur. Bu yoldan elde edilen ize Lissajous eğrisi denir. Düşey ve yatay en büyük saptırım genliklerinin eşit olacak biçimde ayarlandığını duşünün. O zaman, iki gerilimin alçak sıklıklarda olduğu gibi aynı evrede olması halinde noktanın çizdiği eğrinin Şek. 19*a*'daki gibi 45° eğimli bir doğru olması gerekir. Evre açısının 90° olduğu yüksek sıklıklarda noktanın izlediği eğri Şek.19c'deki gibi bir çember olmalıdır. Orta sıklıklarda bir söbük (ellips) çıkar.

Söbüksel (elipsel) çizitten yararlanarak evre kaymasını bulmanın enkolay yolu duşey ve yatay genlikleri en büyük sapmalar için eşit olacak biçimde ayarlamak ve sonra da Şek. 20'de gösterilen ölçümleri al-

ŞEKİL 18



maktır. Bu yöntemin evre kaymalarını doğru verdiğini göstermek için x ve y konumluklarının

ŞEKİL 19

(a) Alçak sıklık

(b) Orta sıklık

(c) Yüksek sıklık

$x = x_1 \cos \omega t \qquad y = y_1 \cos (\omega t + \phi)$

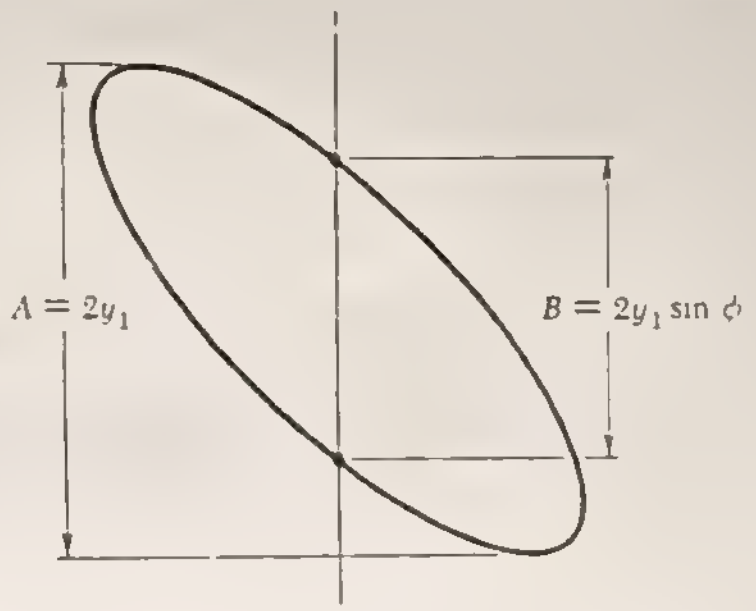
ile verildiğini göz önüne alalım. $x = 0$ olduğu zaman örneğin $\omega t = \pm \pi/2$ için

$$y = y_1 \cos\left(\pm\frac{\pi}{2} + \phi\right) = \pm y_1 \sin \phi$$

olur. Bu durumda B uzaklığı y yerdeğiştirmesinin tam iki katıdır. Böylece şekilden görüldüğü gibi $B = 2y_1 \sin\phi$ 'dir. Aynı zamanda $A = 2y_1$ olduğundan $\sin\phi$ bulunur.

Bu yöntemle evre açısını sıklığı değiştirerek ve ona bağlı olarak ölçün, tg ϕ 'yi ω ya bağlı olarak çi-

ŞEKİL 20



zin. Bu çizitin eğiminden RC 'yi bulun ve çevrim bileşenlerinden doğrudan hesaplanan değer ile rin.

SORULAR

1 R 'nin birim akım başına gerilim *farkı* birimi ile ve C 'nin birim gerilim *farkı* başına yük birimi ile ölçüldüğünü göz önüne alarak RC 'nin zaman boyutunda olduğunu gösterin.

2 Girdi gerilimının *zaman türevi* olan bir çıktı gerilimi oluşturmak için bir direnç-sığaç birleştirimi nasıl bağlanmalıdır?

3 Kare-dalga üretecinin iç direnci nasıl ölçülebilir?

4 RC çevrimi, ω sıklığı $1/RC$ 'ye eşit olan bir sinüssel gerilim ile sürülürse evre kayması ne olur? Sığaç geriliminin sürücü gerilime oranı nedir?

5 Denk.(18) ile Denk.(19)'dan yola çıkarak en büyük Q_0 yükü için, ϕ içermeyen ama yalnız ω 'nın işlevi olan bir bağıntı türetin.

6 Şek. 19a'daki doğru, neden sağa değil de sola eğilmiştir?

7 Şek. 20'de benek söbüğü saat iğneleri yönünde mi yoksa zıt yönde mi çizer?

8 Lissajous eğrileri düzeneğinde, demet yeğinliği de üretecin kare-dalga çıktısı ile kiplenmiş olsaydı ne olurdu?

9 Osiloskobun düşey ve yatay girdilerinin her ikisinin de aynı genlikli sinüssel gerilimler olduğu ve düşey girdinin sıklığını yatay girdininkinin tam iki katı olduğu varsayılsın. Bu durumda oluşacak Lissajous eğrisini çizin.

DENEY EÇ – 2

DİRENÇ–İRGİTGİ ÇEVRİMLERİ

GİRİŞ

Deney EC-1 'de sıralı direnç ve sığaçtan oluşan çevrimlerin davranışını inceledik. Bir direnç üzerinden boşalan sığaçlardaki yükün üstel olarak azaldığını gördük, sonra da bu çevrimin uygulanan sinüssel bir sürücü gerilime karşı tepkisini inceledik. Bu deneyde, bir direnç ve bir irgitgi (indüktör)'den oluşan bir çevrimi aynı yoldan inceleyeceğiz. Arada bazı önemli ayrımlar da olsa RC çevrimi ile bu çevrim arasında birçok benzerlikler bulunduğunu göreceğiz.

Önce Şek. 21 deki çevrimi alalım Düzakım üreteçinin gerilimi V_0 'dır ve irgitginin direnci sayılanabilirse çevrimden

$$I_0 = \frac{V_0}{R} \tag{21}$$

ile verilen düz bir I_0 akımı geçer. Belli bir anda diyelim $t = 0$'da üreteci çevrimden çıkarmak üzere düğmeyi çevirdiğimizde ne olur?

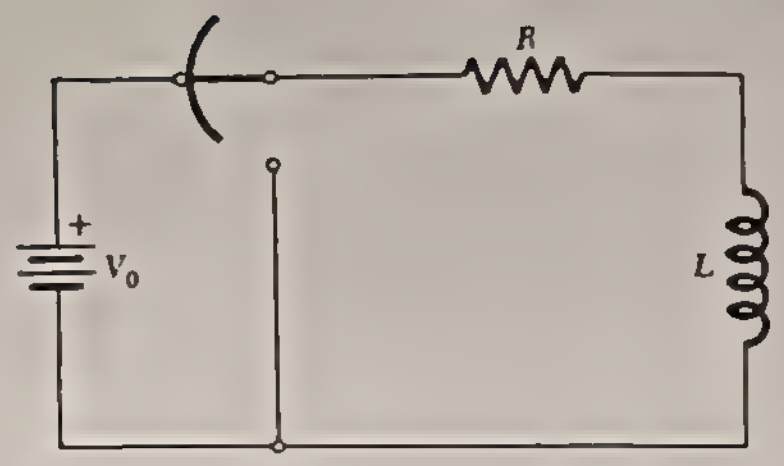
Bir kez, akım birden sıfıra düşemez: L 'nin uçları arasındaki gerilim dI/dt ile oranlıdır. Akım kesikli olarak değişse idi bu gerilim sonsuz büyük olacaktı. Öyleyse akım yavaş bir gidişle sönmelidir, zamanla değişen bu akımı $I(t)$ ile gösterelim, bu demektir ki I, t 'nin bir işlevidir. Bu işlevin ne olduğunu bulmak için RC çevriminde olduğu gibi, RL ilmeğine Kirchhoff'un gerilim yasasını uygularız. R üzerinde gerilim düşmesi IR ve L 'deki ise $L\,dI/dt$'dır, böylece ilmek denklemi şöyle yazılır:

$$RI + L\frac{dI}{dt} = 0 \tag{22}$$

Bu denklemin çözümü öyle bir işlev olmalıdır ki zamana göre türevi, $(-R/L)$ ile işlevin kendisinin çarpımına eşit olsun ve $t = 0$ anında I_0 değerini alsın. Bu koşulları ancak

$$I(t) = I_0 e^{-(R/L)t} \tag{23}$$

ŞEKİL 21



işlevi sağlar, gerçekten, bu koşulları yalnızca bu işlevin sağladığını gösterebiliriz.

Deney EC-1 'in ana çizgileri izlenirse bu yeni durumdaki belirtgin zamanın (yani zaman sabitinin) L/R olduğu ortaya çıkar; L/R 'ye eşit bir zaman sonunda akım, başlangıç değerinin $1/e$ 'sine düşer. Benzerince Deney EC-1 de tanımlanan $T_{1/2}$ yarı-ömrü

$$T_{1/2} = (\ln 2)\frac{L}{R} = 0{,}693\frac{L}{R} \tag{24}$$

ile verilir.

RC çevrimi gibi, bunun da elektro-mekaniksel benzerlerini inceleyebiliriz. Hız kutusu (hidrolikli kapı yayı) durumunu göz önüne alalım, ama şimdi yayın çıkarıldığını ve m piston kütlesinin savsanamayacak ölçüde büyük olduğunu düşünelim. Bu durumda pistonu zorlayan tek kuvvet, kütle ile ivmenin çarpımına yani $m\,dv/dt$ 'ye eşitlenen $-bv$ sağdalılık kuvvetidir. Buna göre devinim denklemi (Newton'un ikinci yasası)

$$bv + m\frac{dv}{dt} = 0 \tag{25}$$

olur. Bununla Denk (22)'yı karşılaştırırsanız tam özdeş biçimli olduklarını görürsünüz: v–I 'nın, b–R 'nın ve m 'de L nin yerini alır. v ile I 'nın b ile R 'nin benzerlikleri RC çevrimindeki gibidir ve bu durumda m nin L irgitim katsayısına karşılık geldiğini görüyoruz.

Bu benzetmeyi izleyerek pistona bir v_0 başlangıç hızı verilir ve özgür bırakılırsa hızın m/b 'ye eşit belirtgin bir sönüm süresi ve $T_{1/2} = (\ln 2)\,m/b$ 'lik bir yarı-ömür ile

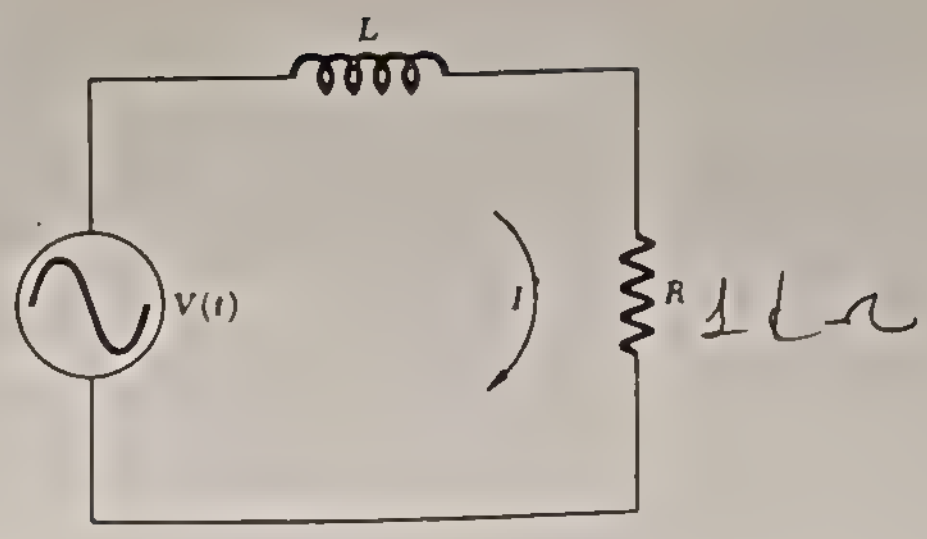
$$v(t) = v_0 e^{-(b/m)t} \tag{26}$$

denklemine göre zamanla değiştiği görülür.

Şimdi Şek. 22 'de gösterilen RL çevrimine dönelim ve bu çevrime uygulanan sürücü sinüssel gerilime karşı tepkisini yani çevrimde zorla oluşan dalgalı akımı RC çevriminde kullanılan yoldan giderek izleyelim. Bu çevrimin ayrıntılı olarak çözümlenmesinden önce çevrime nitel açıdan bakmakyerinde olur: ω sıklığı çok küçük ise akım çok yavaş değişir çünkü L 'nin uçları arasındaki $L\,dI/dt$ gerilim düşüşü çok küçüktür bu nedenle irgitçi sanki kısa çevrim imiş gibi etkisiz davranır, bu durumda genliği $I_0 = V_0/R$ olan akım ile gerilim arasında bir evre kayması yoktur. Tersine çok yüksek sıklıklarda, L 'nin uçları arasındaki gerilim R 'nin uçları arasındakinden çok büyük olabilir ve bu yüzden R bir yana bırakılabilir. Bu durumda, akımın tepe değeri V_0/R 'den çok daha küçüktür ve gerilim ile akım arasında bir evre farkı doğar.

Şek. 22 için çevrim denklemi, Denk.(22) 'ye sürücü gerilim için bir terim ekleyerek bulunur. Sürücü gerilim $V(t) = V_0 \cos \omega t$ ile verilirse çevrim denklemi

ŞEKİL 22



$$RI + L\frac{dI}{dt} = V_0 \cos \omega t \tag{27}$$

olur. Sürücü gerilim ile aynı ω sıklıklı ama aralarına bir evre kayması giren bir çözüm ararız. Öyle ise

$$I(t) = I_0 \cos (\omega t + \phi) \tag{28}$$

biçimli bir çözüm deneyelim. I_0 ile ϕ 'yi bulmak için yapılacak işlem bunun karşılığı olan Deney EC-1'deki hesabın tam benzeridir ve bu nedenle ayrıntıları öğrencilere bırakılmıştır. Bu hesap sonunda çıkarılacak olan I_0 ve ϕ değerleri

$$\text{ve } \phi = -\frac{\omega L}{R}$$

$$I_0 = \frac{V_0 \cos \phi}{R} = \frac{V_0}{[R^2 + (\omega L)^2]^{1/2}}. \tag{29}$$

dir. Bunları Denk.(27) ve Denk.28 'de yerlerine koyarak doğru olduklarına inanabilirsiniz. Böylece önceden nitel olarak kestirdiklerimiz de doğru çıktı: Çok alçak sıklıklarda ($\omega L \gg R$) sanki irgitgi kısa çevrimle kesilmiş gibidir yani ϕ hemen hemen sıfırdır, I_0 ise V_0/R 'ye eşittir. Çok yüksek sıklıklarda ($\omega L \ll R$), sanki direnç kısa çevrimle kesilmiş gibidir, ϕ , $-\pi/2$ 'ye ve I_0 'da $V_0/\omega L$ 'ye ulaşır. Orta sıklıklarda her zaman akımın evresi gerilimden sıfır ile $-\pi/2$ arasında bir açı kadar geridedir. $[R^2 + (\omega L)^2]^{1/2}$ niceliğine genellikle çevrimin dalga direnci (çelişi) denir ve Z ile gösterilir. Böylece herhangi bir sıklıkta $I_0 = V_0/Z$'dir.

Çıkardığımız başka bir yararlı sonuç şudur: Herhangi bir sıklıklar R ve L 'den bu durumda olduğu gibi aynı akım geçiyorsa L 'nin uçları arasındaki gerilim R 'nin uçları arasındaki gerilimden bir çeyrek dönem yani $\pi/2$ *ondedir* L, çok alçak sıklıklarda kısa çevrim, çok yüksek sıklıklarda ise açık çevrim durumuna girer.

DENEY

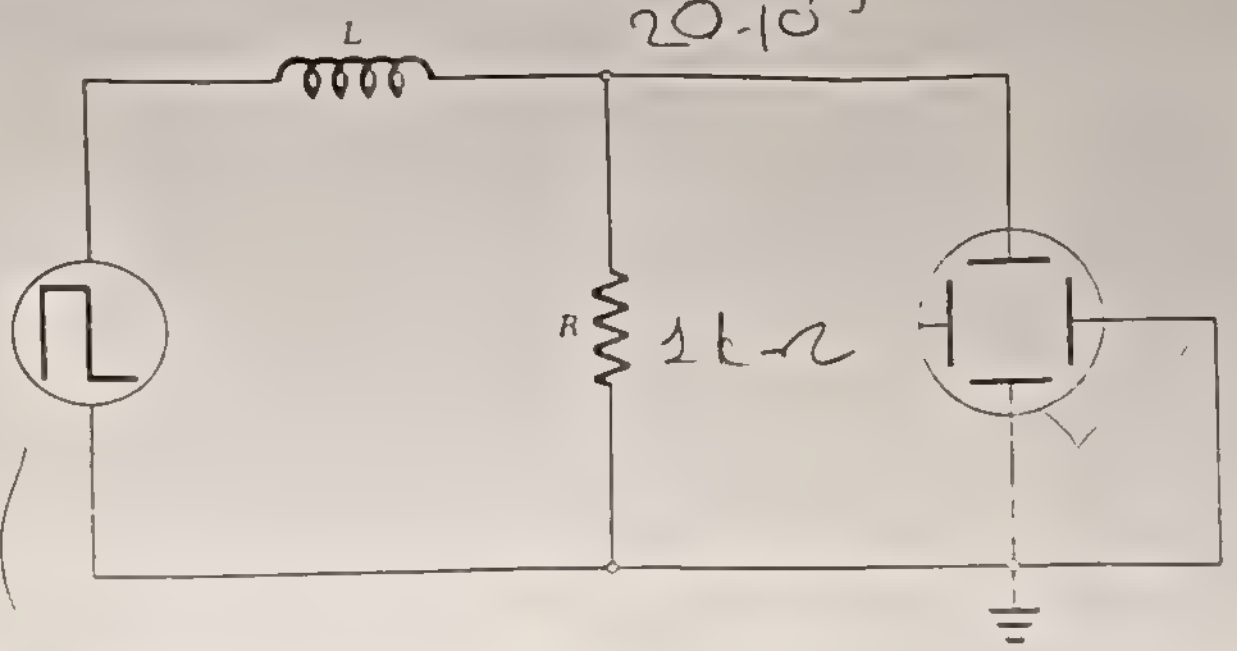
1. ÜSTEL ARTIŞ

Bir RL çevriminde akımın üstel azalmasının normal bir gerilimölçer ile gözlenmesi, RC çevriminde yük gevşemesinin gözlenmesi gibi kolay değildir. Çünkü, yeterince büyük bir zaman sabiti elde edilebilmek için L 'nin aşırı büyük olması gerekir. Bununla birlikte Şek. 15'dekine benzer bir düzenek bulabiliriz. Şek. 23'de gösterilen böyle bir RL çevriminde akım kare dalganın V_0 tepe değerinden üstel olarak düşecek ya

da sıfırdan üstel olarak kare-dalganın V_0 genliğine ulaşıncaya dek yükselecektir. Her iki durumda da zaman sabiti aynıdır (Neden?)

Akımın her iki yönde bir dönemlik küre boyunca üstel olarak artmasını, $R = 1\ \text{k}\Omega$ ve $L = 25\ \text{mH}$ değerleri için gözleyin. Kare-dalganın okunan sıklığında osiloskobun x ekseni zaman birimlerine gore ayarlanabilir. Buradan yarı-ömrü ölçün ve L/R zaman katsayısını hesaplayın. Bu değeri, doğrudan L ve R 'den hesaplanan değer ile karşılaştırabilmek için R 'nin yalnızca çevrim direnci olmayıp Deney EC-1 de tartışıldığı gibi, kare-dalga üretecinin iç direncini de kapsadığına dikkat etmek gerekir.

SEKİL 23



R ve L 'nin değişik değerlerini deneyebilirsiniz. Özellikle L/R, kare-dalganın T donem[illegible] için daha *büyük* olursa ne olur? Çok daha küçük olunca ne olur?

2. SİNÜSSEL TEPKİ

Aynı RL çevrimini imlem üretecinin sinüs-dalga çıkışından alınan gerilim ile sürersek çevrimin bu gerilime karşı tepkisini gözlemede aynı deney düzeneği kullanabiliriz. Böylece Denk.(29)'un öngörüleri sınanabilir. Osilloskop R 'nin uçları arasındaki gerilimi ölçer. Ohm yasasından $I_0 = V_R/R$ akımı kolayca elde edilir. Başka bir yol da, bu bağıntıyı Denk.(29) ile birleştirip I_0 'ı elemek yolum

$$\frac{V_R}{V_0} = \frac{R}{[R^2 + (\omega L)^2]^{1/2}}$$

bulmaktır. R direncini ve sinüssel-dalga üretecinin uçlarını sıra ile osiloskobun dik x girişine bağlayarak V_R/V_0 gerilim oranı kolayca ölçülebilir. Bu oranı kabaca yarıya düşüren bir sıklık seçin, oranı olabildiğince kesinlikle ölçün ve evrenin ϕ kayma açısını hesaplayın. Bundan ve sürücü sinüsel dalganın bilinen sıklığından L/R değerini hesaplayın. Üretecin sıklık ölçeğinin bayağı f sıklığın verdiğini ve $\omega = 2\pi f$ olduğunu unutmayın.

3. EVRE KAYMASI

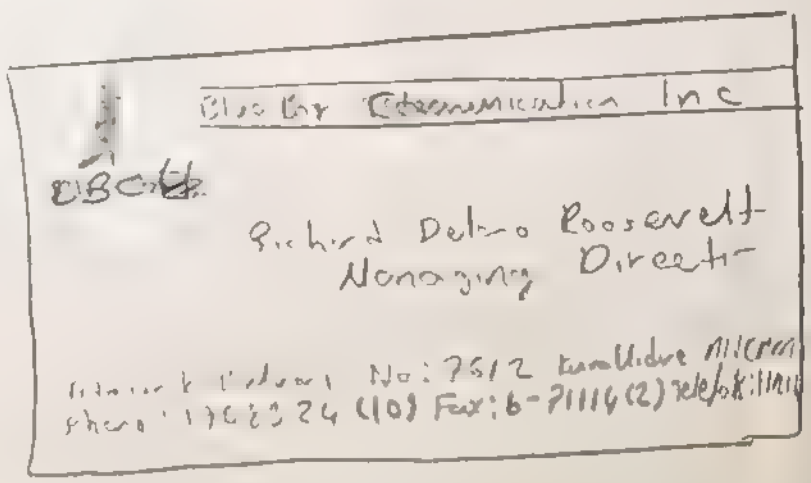
Üreteç gerilimi ile çevrim akımı (ya da direnç gerilimi) arasındaki evre kayması, Deney ED–4 ile EÇ–1'de tartışılan yöntemlerden biri ile ölçülebilir. $V_R/V_0 = \frac{1}{2}$ oranını veren sıklığın üstündeki ve altındaki sıklıklardan evre açısını ölçün. $\text{tg}\,\phi$ 'yi ω 'nın işlevi olarak çizitleyin. Bu çizimin eğiminden L/R yi bulun ve çevrim bileşenlerinden hesaplanan değer ile karşılaştırın.

B

Blue

Blue Boy
Multi-dimensional Communication Ltd
Phone: (876)-8617611 (10) Telex: (167) 7113 Telefax

Blue Boy Multi-dimensional Communication Ltd.



C

She'll come with the rain.

ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ
SORULAR

1 L/R niceliğinin zaman boyutunda olduğunu gösterin.

2 Çıkış gerilim çıktısının, girdinin zamana göre türevi olması için bir RL birleştirimi nasıl bağlanmalıdır?

3 RL çevrimi, sıklığı $\omega = R/L$ olan bir sinüssel gerilim ile sürüldüğü zaman evre kayması ne olur? İrgitgi geriliminin sürücü gerilime oranı nedir?

4 Bir sinüssel işlevin [Örneğin $\cos(\omega t + \phi)$ 'nin] zamana göre türevi alınınca evresinin her zaman $\pi/2$ kadar artacağını gösterin.

5 Bir irgitginin sıralı iç direnci önemsenemezse bu durum, irgitgideki gerilim ile akım arasındaki bağıl evreyi nasıl değiştirecektir?

6 Denk.(27)'deki sürücü gerilim $V_0 \cos \omega t$ yerine $V_0 \sin \omega t$ olsaydı yürütülen çözümlemede ne gibi bir değişim olurdu? Denk. (29)'da verilen sonuçlar aynı mı yoksa değişik mi olurdu? Açıklayın.

7 Şek. 21 deki çevrimden üretecin kesildiğini ve sonra $t = 0$ anında yeniden bağlandığını düşünün akımı zamanın işlevi olarak veren bir bağıntı bulun. İpucu: Akımın son I_0 değeri ile bir andaki $I(t)$ değeri arasındaki fark L/R zaman katsayısı ile üstel olarak düşer.

LRC ÇEVRİMLERİ VE SALINIMLAR

GİRİŞ

Deney EÇ–1 'de bir sığacın bir direnç üzerinden boşalmasını ve direnç-sığaç dizgesinin sinüssel bir gerilim ile sürülünce tepkisini inceledik. Bu çevrimin davranışının, dibinde bir yay bulunan pistonlu kutudan oluşan kapı-yayı gibi mekaniksel bir düzeneğin davranışına benzediğini gördük.

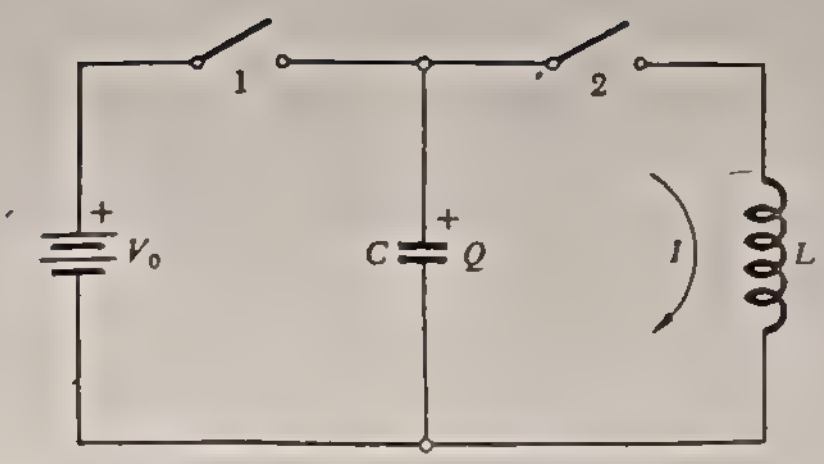
Bu deneyde (harmonik) salınganın elektrikteki benzeri olan elektrik devresini inceleyeceğiz. Temel düşünceleri tanıtmak için önce, Deney EÇ–1'in Şek. 2'deki çevrimine çok benzeyen Şek. 24'deki çevrimi ele alalım. Bu çevrim'in öncekinden değişik yanı direnç yerine bir indüktör konulmuş ve bataryanın değişik biçimde bağlanmış olmasıdır. Düğme 1'i bir anlığına kapatarak sığaca bir Q_0 ilk yükü verildiğini ve sonra $t = 0$ anında düğme 2'nin kapatıldığını düşünelim. Böylece yüklü sığaç indüktör üzerinden boşalmağa başlar. Bununla birlikte RC çevriminden farklı olarak, irgitginin uçları arasındaki gerilim $L\,dI/dt$ ile verildiğinden akım birden değişemez. Ama bu akımın dI/dt değişim hızının uyardığı $L\,dI/dt$ gerilimi, sığacın uçları arasındaki Q/C gerilimine her an eşit olmasını sağlayacak biçimde değişir. Akımın yönünü Şek. 24'deki gibi tanımlarsak

$$I = -\frac{dQ}{dt} \qquad \text{ve} \qquad \frac{Q}{C} = L\frac{dI}{dt} \tag{30}$$

bağıntılarını elde ederiz. Bunları birleştirerek

$$\boxed{L\frac{d^2Q}{dt^2} = -\frac{Q}{C}} \tag{31}$$

ŞEKİL 24



bulúruz.

Bu denklem biçimce, kütlesi m ve kuvvet sabiti k olan bir sınüssel salıngan ile ilgili

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \tag{32}$$

Newton devinim denkleminin tam özdeşidir. (Şek. 25) Sadece $1/C$ sığa tersi Deney EÇ–1'deki k yay sabitinin yerini özirgitim katsayısı da dizgedeki m kütlesinin yerini aldığını görüyoruz.

Başlangıç uzanımı (genliği) x_0 olan bir sinüsel salınganın devinim denkleminin

$$x = x_0 \cos \omega_0 t$$

ile betimlendiğini biliyoruz. Buradaki $\omega_0 = 2\pi f$ açısal sıklığı

$$\omega_0 = \left(\frac{k}{m}\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{33}$$

ile verilir.

Benzetişimizi sürdürürsek ilgilendiğimiz konuda zamanın işlevi olarak değişen sığaçtaki yükün de

$$Q = Q_0 \cos \omega_0 t$$

eşitliğine uygunca salındığını görürüz. Buradaki açısal sıklık

$$\omega_0 = \frac{1}{(LC)^{1/2}} \tag{34}$$

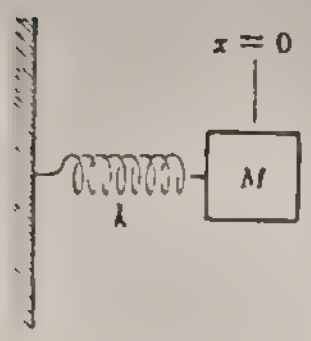
olur. Sinüsel salıngandaki enerji, sırasında enerjiye ve yeniden enerjiye dönüşür. Yerdeğiştirimin en büyük, hızın sıfır olduğu durumlarda enerjinin tumu , yerdeğiştirimin sıfır, hızın en büyük olduğu durumlarda ise tumü . Benzerince LC çevriminde sığaç yükunun en yüksek akımın sıfır olduğu anlarda enerji tümcek sığacın, elektrik alanında, yükun sıfır akımın en olduğu anlarda ise irgitginin mıknatısal alanında toplanır. Boylece sığacın elektriksel alan enerjisi gizilgüç enerjiye, irgitginin mıknatısal alan enerjisi de devinik enerjiye karşıdır. Bu benzerlikler Şek. 25 ile 26 da daha ayrıntılı biçimde gösterilmiştir.

Burada *sönümlü* bir sinüsel salınganın elektrikteki benzerinin, bir direnç, bir irgitgi ve bir sığaçtan oluşan bir elektrik çevrimi olduğunu görmek zor olmayacaktır. Bunun için sönümsüz sinüsel salıngan için yazılan Denk. (32)'nin genişletilmesi ve devinimi önlemeye çabalayan yani onun tersine yönelik hız ile oranlı, $-b\,dx/dt$ gibi bir sönüm kuvveti teriminin eşitliğin kuvvetler yanına yani sağ yanına eklenmesi gerekir. Böylece sönümlü sinüsel salınganın deviniminin türetgel denklemi

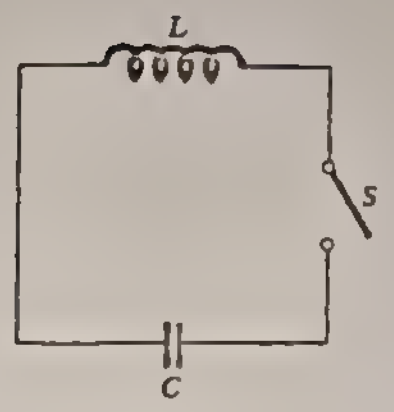
ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ

SEKİL 25

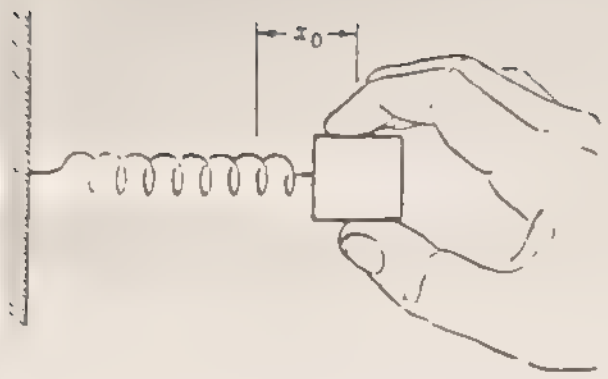
(a)



(b)

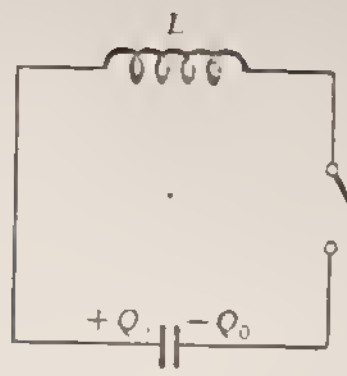


(c)



Gizilgüç enerji $= \frac{kx_0^2}{2}$

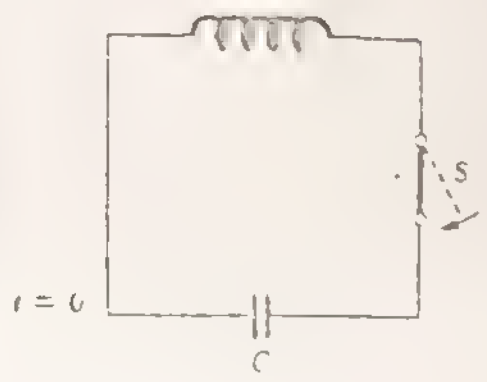
(d)

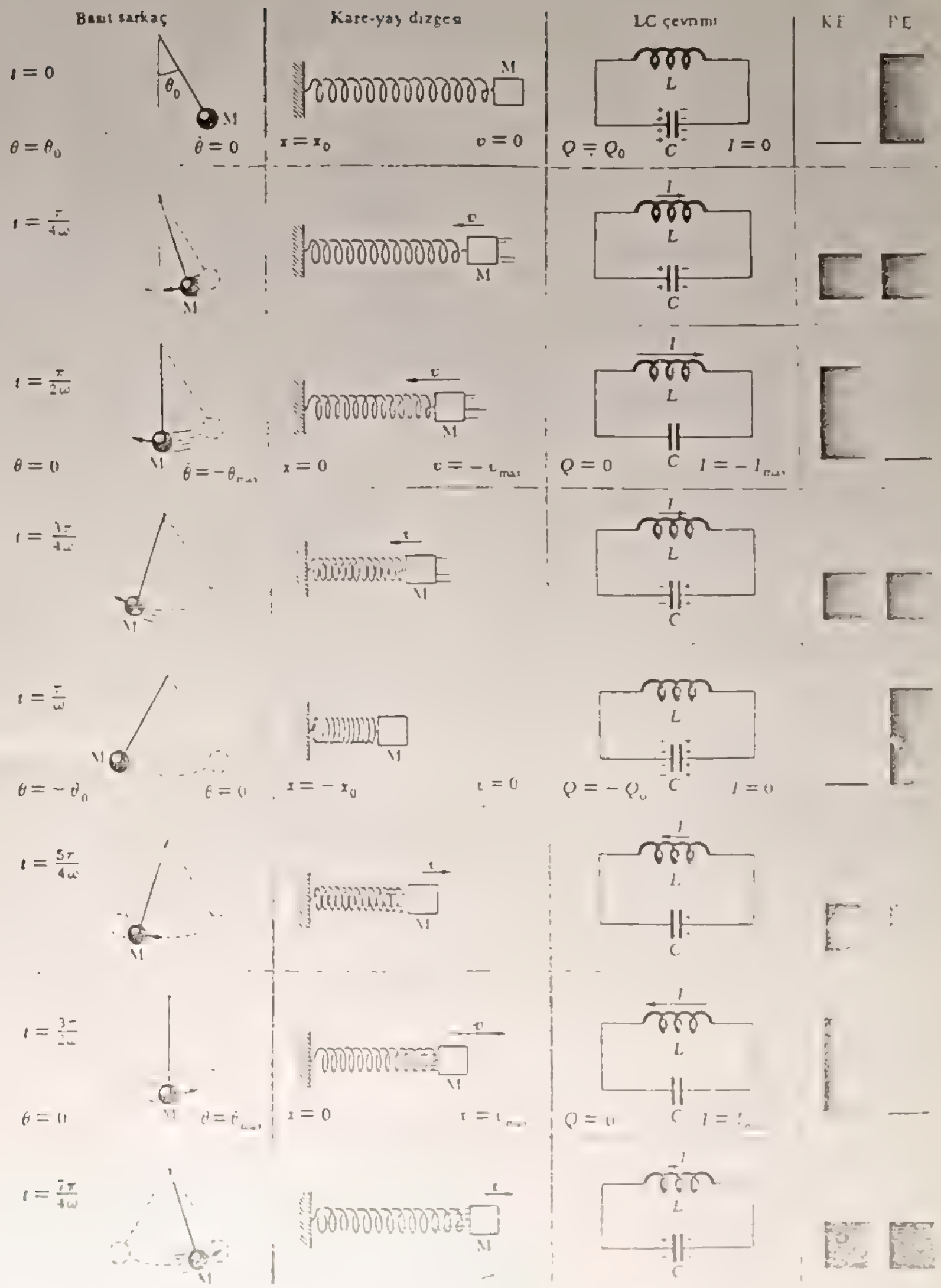


Gizilgüç enerji $= \frac{Q_0^2}{2C}$

(e)

(f)




Bant sarkaç
Kare-yay dizgesi
LC çevrimi
KE
PE
t = 0
θ = θ0
θ̇ = 0
x = x0
v = 0
Q = Q0
I = 0
t = T/4ω
θ = 0
θ̇ = −θ̇max
x = 0
v = −vmax
Q = 0
I = −Imax
t = T/2ω
θ = −θ0
θ̇ = 0
x = −x0
v = 0
Q = −Q0
I = 0
t = 3T/4ω
θ = 0
θ̇ = θ̇max
x = 0
v = vmax
Q = 0
I = Imax
t = T/ω
θ = θ0
θ̇ = 0
x = x0
v = 0
Q = Q0
I = 0
M
L
C

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + b\frac{dx}{dt} + kx = 0 \qquad (35)$$

olur. Şek. 27'de gösterilen çevrim için Kirchhoff'un ilmek yasası benzer biçimde

$$\frac{Q}{C} - L\frac{dI}{dt} - IR = 0$$

denklemini verir. Bu, $I = -dQ/dt$ yi kullanarak) Q cinsinden yeniden yazılabilir:

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0 \qquad (36)$$

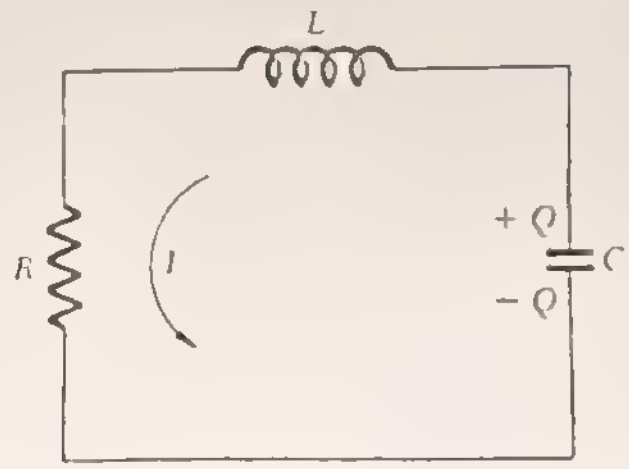
Bu denklem dediğimiz gibi, Denk.(35) 'in biçimce tam özdeşidir. Önceki gibi, L, m ye, $1/C$, k 'ya ve R direnci sönüm sabiti b 'ye denk düşer.

Sönümlü sinüsel salıngan ile LRC çevrimi arasındaki benzerliğin başka bir yönü, iki dizgedeki enerji bağıntılarının gözönüne alınması ile görülür. Daha önce gözlendiği gibi sönümsüz bir sinüsel salınganın toplam mekaniksel enerjisi değişmez; ama bu kez sönüm kuvvetinin etkisi durmadan enerji yitiğine yolaçar. Çünkü bu kuvvet her an hız ile karşı yönlüdür ve dolayısı ile dizgede hep eksi iş yapar.

Benzerince dirençsiz bir LC çevriminin toplam enerjisi değişmez enerji irgitgi kangalı ile sığaç içinde birikir, birinden ötekine salınır, ama elektriksel enerji ya da mıknatısal enerji çevrimden çıkıp eksilemez. Direncin eklenmesi enerjinin dirençte ısıya dönüşmesi ile I^2R güç yitiğine ve dizgede enerji yitirimine yolaçar. Çevrimde başta verilen elektrik enerjisi sürekli olarak azalır.

Kuşkusuz, hiç sönümsüz bir sinüsel salıngan gerçekleştirilemeyecek düşsel bir durumdur. Örneğin, doğrusal hava rayında yapılan deneyler, kızağı taşıyan hava tabakası ağdalılığının kabaca hız ile oranlı, küçük, ama savsanamayacak bir sönüm kuvveti oluşturduğunu gösterir. Bunun gibi dirençsiz bir LC çevrimi de bir düştür. Çevrimde hiç direnç olmasa bile telinin ve bağlantı tellerinin dirençleri hiç bir zaman tümüyle savsanamaz.

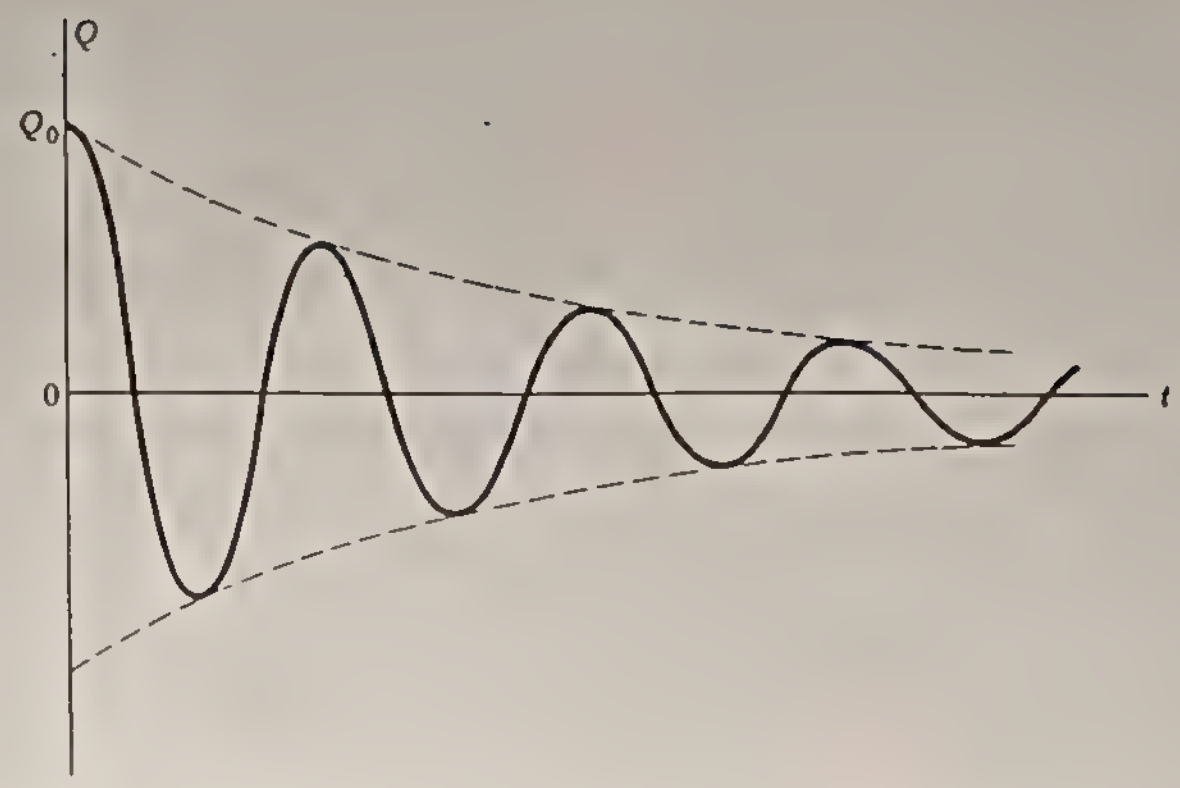
ŞEKİL 27



Sinüsel salınganlar (hava rayı yada yalın sarkaç) üzerindeki deneylerde sönüm kuvvetinden ileri gelen enerji yitiği ile birlikte salınımların *genliğinin de* durmadan azaldığı gözlenir. Öyle ki Şek. 28'de görüldüğü gibi salınımın denge konumuna uzaklığı (uzanımı) durmadan küçülür. Benzerince LRC çevrimindeki elektrik salınımlarının küçülmesini yani herhangi bir dönemde sığacın yük doruğunun bir öncekinden biraz daha küçülmesini beklersiniz. 'Sönümlü salınım' terimi ile anlatılmak istenen de budur.

Salınımların ne hızla söndüğü hiç kuşkusuz b sönüm sabitinin ya da R direncinin büyüklüğüne bağlıdır. Bu nicelikler büyük olunca salınımları çabuk sönerler. Bu bağımlılık ayrıntılı biçimde incelenebilir. Sorunu burada ayrı iki yönden ele alacağız biri enerji kavramlarını kullanarak yaklaşık bir çözümlemeye gitmek, öteki ise Denk.(35) ile (36)'nın genel çözümlerini kullanmaktır.

ŞEKİL 28



Önce enerji yaklaşımına göre şunu soralım: Belli bir dönem için en büyük yerdeğiştiri (genlik) x_0 ise, bu dönem süresince dizge ne kadar enerji yitirir? Anlık enerji yitirim hızı sönüm kuvvetine karşı iş yapma hızıdır ve bu, bv kuvveti ile v hızının çarpımı olan bv^2, 'dir. Bu nicelik dönem boyunca değişir, ama bir dönem içindeki toplam enerji yitiği, yaklaşıkça, ortalama enerji yitirim hızı yani (bv^2, nin ortalaması) ile bir dönemin

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} \tag{37}$$

süresinin çarpımıdır.

Bu v^2 hız karesinin ortalama değerini bulmak için, bir sinüsel salınganın ortalama $\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle_{ort}$ devinim enerjisinin, $\langle \frac{1}{2}kx^2 \rangle_{ort}$ gizilgüç enerjisine eşit olduğunu anımsayalım, o halde bu niceliklerin her biri E toplam enerjisinin yarısına eşit olmalıdır. Buna göre $\frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle_{ort} = \frac{1}{2}E$ 'dir. Öyle ise ortalama enerji yitiği,

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{ort} = -\langle bv^2 \rangle_{ort} = -\frac{b}{m}E \tag{38}$$

olur ve bir dönemlik sürede enerji yitiği:

$$\Delta E = -\left(\frac{b}{m}E\right)\left(\frac{2\pi}{\omega}\right) = -2\pi\frac{b}{(km)^{1/2}}E \tag{39}$$

olur.

Öte yandan, dE/dt bir dönem boyunca sabit değildir, bu nicelik v doruk'ta iken en büyük sıfır iken sıfırdır. Eğer bu değişimi önemsemez ve yalnızca enerjinin ortalama nasıl azaldığını gözönüne alırsak, Denk. (38)'in E 'nin bir diferansiyel denklemi olduğunu ve çözümünün de enerjiyi zamanın işlevi olarak verdiğini görürüz. Bu denklemi ve çözümünü RC çevrimini incelerken gördük; çözüm,

$$E = E_0 e^{-(b/m)t} \tag{40}$$

dir. Yani salınganın enerjisi, (m/b) ile verilen belirtgen bir sönüm (gevşeme) zamanı ile üstel olarak azalır.

Sinüsel salıngan deneyinde olduğu gibi, (Deney M–5), dizgede *biriktirilen* enerjinin doruk değerinin bir dönemde harcanan enerjiye oranının 2π katı olarak tanımlanan *nitelik katsayısı* kavramını sunmakta

yarar vardır. Bu katsayı Deney M–5'de Q ile gösterilmişti. Bunu Q elektrik yükü ile karıştırmamak için burada QK ile gösteriyoruz. QK 'yı veren bağıntı Denk.(39) 'dan kolayca bulunabilir:

$$QK = \frac{2\pi E}{\Delta E} = \frac{m\omega}{b} = \frac{(mk)^{1/2}}{b} \tag{41}$$

Dizge enerjisinin zamanla nasıl düştüğünü bulduktan sonra şimdi çoğu kez doğrudan gözleyebildiğimiz genliğin zamanla nasıl azalabileceğini bulabiliriz. Herhangi bir anda E, *genliğin karesi* ile oranlı olduğundan x_0 'ın zamanla değişimi, E 'nin zamana göre değişimini anlatan işlevin *kare-kökü* olan

$$(e^{-(b/m)t})^{1/2} = e^{-(b/2m)t}$$

biçiminde bir işlev ile verilmelidir.

Özellikle genlik

$$x_0 = x_0 e^{-(b/2m)t} \tag{42}$$

ile verilmelidir, burada x_0 , $t = 0$ anındaki başlangıç genliğidir. Böylece salınım genliği için gevşeme süresinin (genliğin ilk teğerinin $1/e$ 'sine düşmesi için geçen sürenin),

$$\tau = \frac{2m}{b} \tag{43}$$

olduğunu görürüz.

Dizgenin $T_{1/2}$ yarı-ömrünü tıpkı Deney EÇ–1 de olduğu gibi tanımlayabiliriz. Bu sürede genlik ilk değerinin yarısına düşer ve yarı-ömür

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = \frac{(\ln 2)\, 2m}{b} = \frac{1{,}386m}{b} \tag{44}$$

ile verilir. Sönümlü sinüsel salıngan ve LRC çevrimi arasındaki benzerliklerden ve özellikle Denk.(35) ile (36) türetgel denklemlerinin biçimce özdeş olmalarından yararlanmak ve uygun simge değiştirmeleri yapmakla bu tartışmanın tümünün LRC çevrimine uygulanabileceğini kolayca gösterebiliriz. Bunun için m 'yi L ile, b 'yi R ile ve k 'yı $1/C$ ile değiştirerek aşağıdaki sonuçları elde ederiz:

$$\omega_0 = \frac{1}{(LC)^{1/2}} \qquad \tau = \frac{2L}{R} \qquad QK = \frac{1}{R}\left(\frac{L}{C}\right)^{1/2} \tag{45}$$

Üstelik $QK = \omega_0\tau/2$. olduğunu da belirtelim.

Yukarıki sonuçlar, herhangi bir yaklaşıklığa gitmeksizin Denk.(35) ya da (36) 'nın genel çözümlerini de gösterirler. Bu çeşit türetgel denklemlerin nasıl çözüleceğinin ayrıntılarına girmeksizin, Denk.(35)'in en genel çözümünün

$$Q = Q_0 e^{-t/\tau} \cos\left[\left(\omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2}\right)^{1/2} t + \phi\right] \tag{46}$$

olduğunu belirtelim.* Burada ω_0 ve τ sırası ile Denk.(34) ve (44) ile verilir. Uygun türevleri hesaplayıp Denk.(36)'da yerine koyarak yalın ama oldukça yorucu bir işlem sonunda Denk.(46)'nın gerçekten bu denklemin bir çözümü olduğunu doğrulayabiliriz.

Çözüm (46), genliği τ gevşeme zamanı ile üstel olarak azalan yaklaşık çözüm olarak aldığımız sinüsel salınımın benzeridir. Ama, arada önemli bir değişiklik var. Açısal sıklık, ω_0 sönümsüz salınım sıklığı ile değil, bundan her zaman daha küçük bir nicelik olan $(\omega_0^2 - 1/\tau^2)^{1/2}$ yazımına eşittir. Ereye (limite) gidince yani b ya da $R \to 0$ olunca bu nicelik ω_0 'a eşit olur, ama sönüm önemli olunca sıklık, sönümsüz hale bakınca daha küçüktür ve salınım daha yavaştır.

Bundan başka Denk.(46), sönüm $\omega_0\tau = 1$ olacak kadar büyük olursa Denk.(36) sıklığının sıfır olacağını öngörür o zaman salınım kalmaz ve genlik azalımı yalın üstel düşüş biçimindedir. $\omega_0\tau = 1$ koşulu

dönüşül sönüm durumu diye bilinir. Sönümlü dizgenin değiştirgenleri cinsinden dönüşül durumu veren koşul

$$\frac{2(mk)^{1/2}}{b} = 1 \tag{47}$$

dir, LRC çevrimi için ise,

$$\frac{2}{R}\left(\frac{L}{C}\right)^{1/2} = 1 \tag{48}$$

dir. Başka bir deyimle, τ zaman sabiti $T_0/2\pi$'den küçük olunca üstel azalma çarpanı dönüşül sönüme girer burada T_0 dizgede sönüm olmadığı haldeki dönem süresidir. Bundan daha az sönüm ile de salınım olur ve dizgeye *sönüm_altı* denir. Bundan daha fazlasında salınım yiter devinim üstel olur ve dizgeye sönümüstü

denir. Dönüşül sönüm için $Q\mathrm{K} = \frac{1}{2}$ 'dir.

SİNÜSSEL SÜRÜCÜ KUVVETE KARŞI TEPKİ

Tıpkı Deney EÇ–1'deki RC çevriminde yaptığımız gibi, LRC çevrimini sinüssel bir sürücü gerilimle sürerek aldığımız tepkiyi inceleyecek yolda genişletebiliriz. Gerçekten LRC çevriminin önemli çoğu uygulamalarında, çevrimin sürücü sıklığa tepki belirtgenlerinden yararlanılır.

Şek. 29'daki çevrimi göz önüne alalım ve

$$V = V_0 \cos \omega t \tag{49}$$

ile verilen sinüssel bir sürücü gerilim üreteci dışında, bu çevrimin Şek. 27'deki ile özdeş olduğuna dikkat edelim. Burada, ω açısal sıklığı genellikle çevrimin $\omega_0 = 1/(LC)^{1/2}$ belirtgen öztitreşim sıklığından ayrıdır ve doğrudan bu gerilimi oluşturan üretecin yapısı ile belirlidir.

Gerilim farklarının imlerine özellikle dikkat ederek, Şek. 29'daki çevrime Kirchoff'un ilmek yasasını uyguladığımızda, Denk.36'dan tek ayrımın $V_0 \cos \omega t$ sürücü teriminin eklenmesi olduğu görülür. Bu duruma uygun türetgel denklem:

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = V_0 \cos \omega t \tag{50}$$

dir.

Çevrimdeki sığacın Q yükünün zamanla değişimi, Denk. (50) 'nin çözümü olan bir işlev ile anlatılır. Çözüm, tıpkı Deney EÇ–1'in RC çevrimindeki gibi bulunur. Çözümün, sıklığı sürücü geriliminkinin özdeşi olan ama aralarında bir evre değişikliği bulunan

$$Q = Q_0 \cos (\omega t + \phi) \tag{51}$$

gibi bir sinüsel işlev olduğunu buraya kadarki gördüğümüze gore kestirebiliriz. Gerçekte bir çözümü matematiksel olarak bulmak pek güç değil. Önerilen çözümde görülen Q_0 ve ϕ değerleri birer sabittir ve Q'nun Denk. (50) 'yi sağlama koşullarından çıkar. Bunları çıkarmak için Denk.(51)'in kendisini ve türevlerini alarak Denk. (50)'de yerlerine koyalım. Böylece,

$$-Q_0\omega^2 L \cos (\omega t + \phi) - Q_0\omega R \sin (\omega t + \phi) + \frac{Q_0}{C}\cos (\omega t + \phi) = V_0 \cos \omega t$$

elde ederiz. Sin'li ve cos'lu işlevleri açarsak

$$Q_0\left[\left(\frac{1}{C} - L\omega^2\right)(\cos \omega t \cos \phi - \sin \omega t \sin \phi) - \omega R (\sin \omega t \cos \phi + \cos \omega t \sin \phi)\right] = V_0 \cos \omega t$$

çıkar ki $\cos \omega t$ ve $\sin \omega t$ 'nin katsayılarını sıra ile eşitleyerek

$$Q_0\left[\left(\frac{1}{C} - L\omega^2\right)\cos \phi - R\omega \sin \phi\right] = V_0 \tag{52 a}$$

$$Q_0\left[-\left(\frac{1}{C}-L\omega^2\right)\sin\phi - R\omega\cos\phi\right]=0 \tag{52b}$$

bulunur. Denk.(52b)'de köşeli ayracın içi sıfır olmalıdır. Öyle ise

$$\tan\phi=\frac{R}{\omega L-1/\omega C} \tag{53}$$

Denk.(52a) 'yı $\sin\phi$ ile bölüp Denk.(53)'ü yerine koyar ve Q_0 'ı çözersek,

$$Q_0=-\frac{V_0}{\omega R}\sin\phi \tag{54}$$

buluruz. Q_0, içinde ϕ bulunmayacak biçimde de belirtilebilir:

$$Q_0=\frac{V_0/\omega}{[R^2+(\omega L-1/\omega C)^2]^{1/2}} \tag{55}$$

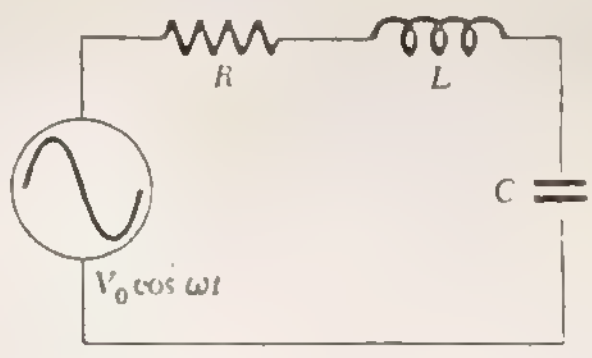
Denk.(53) ile (55)'in önemi, Q_0 ve ϕ 'yi çevrimi oluşturan kesimlerin bilinen değerleri ve sürücü gerilimin ω sıklığının işlevi olarak vermesidir. Şek. 30'da Q_0 ve ϕ 'nin ω ya bağlı olarak değişimi çizilmiştir. Çok alçak sıklıklarda evre açısı sıfırdır, ve tıpkı RC çevriminde olduğu gibi, Q yükü sürücü gerilim ile aynı evrededir. Daha yüksek sıklıklarda ϕ, gittikçe eksileşir ve çok yüksek sıklık yanında Q, V 'den yarım-dönem ($\phi=-\pi$) geride kalır.

Bu Q_0 genliği ω ile ilginç biçimde değişir, $\omega L-1/\omega C$ nin sıfır olduğu $\phi=-\pi/2$ durumunda

$$(Q_0)_{\text{doruk}}\ \frac{V_0}{\omega R} \tag{56}$$

en büyük değerine ulaşır. Bu, $\omega=(1/LC)^{1/2}$ olduğu zaman gerçekleşir, bu da çevrimin sönümsüz ω_0 frekansından başka bir şey değildir. Yani, sürücü sıklığın doğal sönümsüz sıklığa eşit olması halinde dizgenin yanıtı en büyüktür. Belli bir sıklıkta yanıtının "doruk değerine ulaşmasına" çınlanım (rezonans) denir, buna benzer çınlanım olayları fiziğin hemen tüm dallarında görülür.

ŞEKİL 29



Q_0 'ı ω 'ya bağlı olarak veren eğrinin doruğunun keskinliği ilginçtir $\omega L-1/\omega C=\pm R$, iken Q_0 'ın en büyük değerinin $1/\sqrt{2}$ 'sine düştüğünü ve $\phi=-\pi/4$ ya da $-3\pi/4$ olduğunu Denk. (53) ve (55)'den görüyoruz. Yanıt doruğunun $1/\sqrt{2}$ 'ye düşmesi için ω, ω_0 'dan ne kadar kaymalıdır? Bu sorunun karşılığını bulmak için ω'yı $\omega_0+\Delta\omega$ olarak gösterip

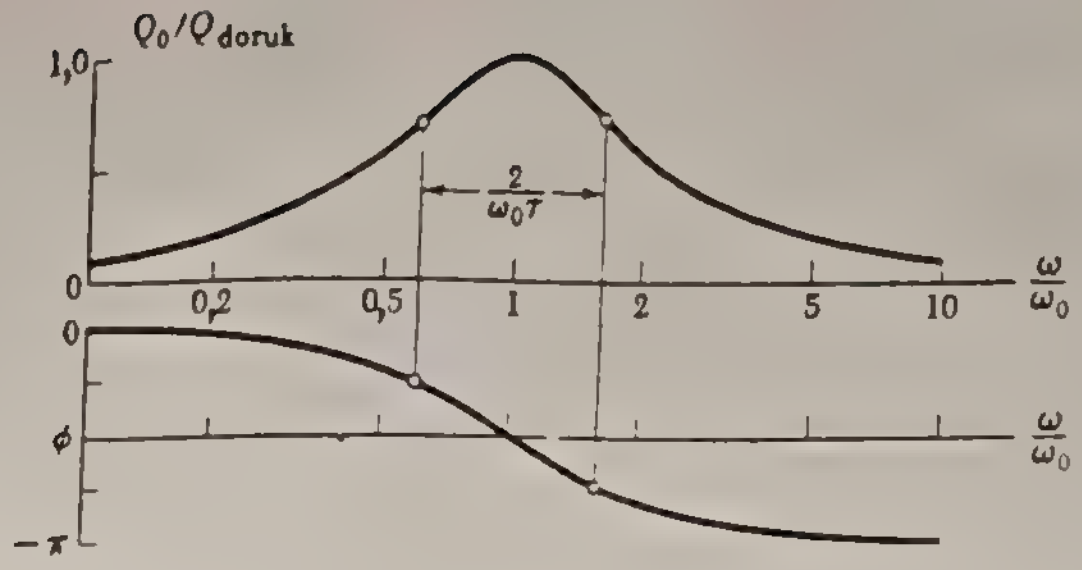
$$(\omega_0+\Delta\omega)L-\frac{1}{(\omega_0+\Delta\omega)C}=\pm R \tag{57}$$

eşitliğini sağlayan $\Delta\omega$ 'nın değerini ararız.

Bu denklemden $\Delta\omega$ tam olarak çözülebilir. Ama çevrimdeki sönümün, eğrinin doruğunu oldukça keskinleştirecek kadar küçük olduğu ve de $\Delta\omega \ll \omega_0$ olduğu durumlarda yapılan yaklaşıklık büyük kolay-

*Çınlanım ya da yankılanım: Rezonans

ŞEKİL 30



lık sağlar ve daha çok bilgi verir. Bu durumda

$$\frac{1}{\omega_0 + \Delta\omega} \simeq \frac{1}{\omega_0} - \frac{\Delta\omega}{\omega_0^2}$$

dır, bu uzun bir bölme işlemi ile doğrulanabilir. Bu sonucu $\omega_0 = (1/LC)^{1/2}$ ile birlikte Denk.(57) 'de kullanıp yalınlaştırarak

$$\Delta\omega = \pm\frac{R}{2L} = \pm\frac{1}{\tau} \tag{58}$$

buluruz.

Denk.(58), R küçük olunca $\Delta\omega$ 'nın da küçük olacağını ve yanıt eğrisi doruğun iki yanında keskince düştüğünü gösterir. R 'nin daha büyük değerleri, daha yassı, daha geniş bir doruk verir. Yanıt eğrisinin "genişliği"nin daha önce tartışılan nitelik katsayısı ile doğrudan ilgili olduğunu da belirtelim. Denk.(45) ile (58)'i birleştirerek,

$$QK = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} \tag{59}$$

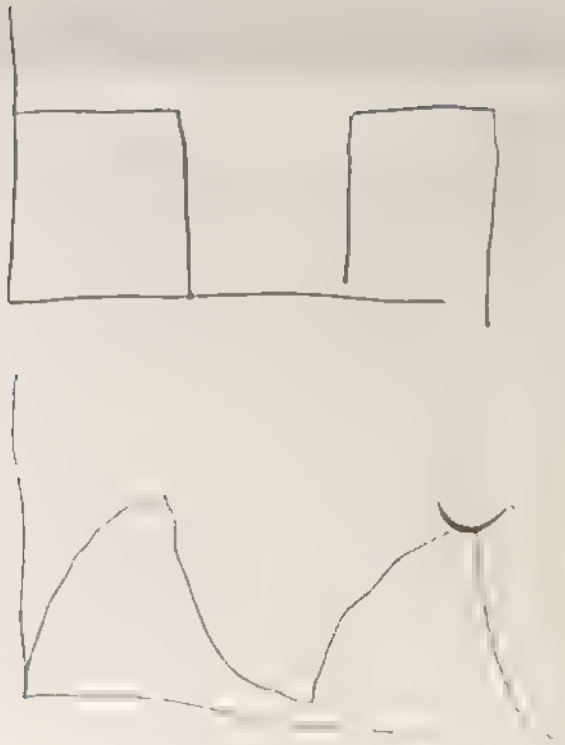
buluruz.

Öyleyse çevrimin sönüm belirtgenleri doğrudan onun sıklık yanıtına bağlıdır; QK 'nın büyük olması sönümün küçük, gevşeme (sönüm) zamanının uzun ve yanıt eğrisinin keskince dikleşmesi demektir. Çevrimdeki I akımı Denk.(51) in zamana göre türevinden başka bir şey değildir ve evresi Q 'den her zaman $\pi/2$ öndedir. Bunun için, çınlanımda I, V ile aynı evrededir ve R 'den L ile C sanki kısa-çevrim yapılmış gibi akım geçer. Bu nedenle; R de en çok güç harcamasına yolaçan sıklıktır. Dirençteki güç kaybının $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$ sıklıklarında en büyük değerinin yarısı olduğu kolayca gösterilebilir. Bu sıklıklara yarı-güç noktaları da denir.

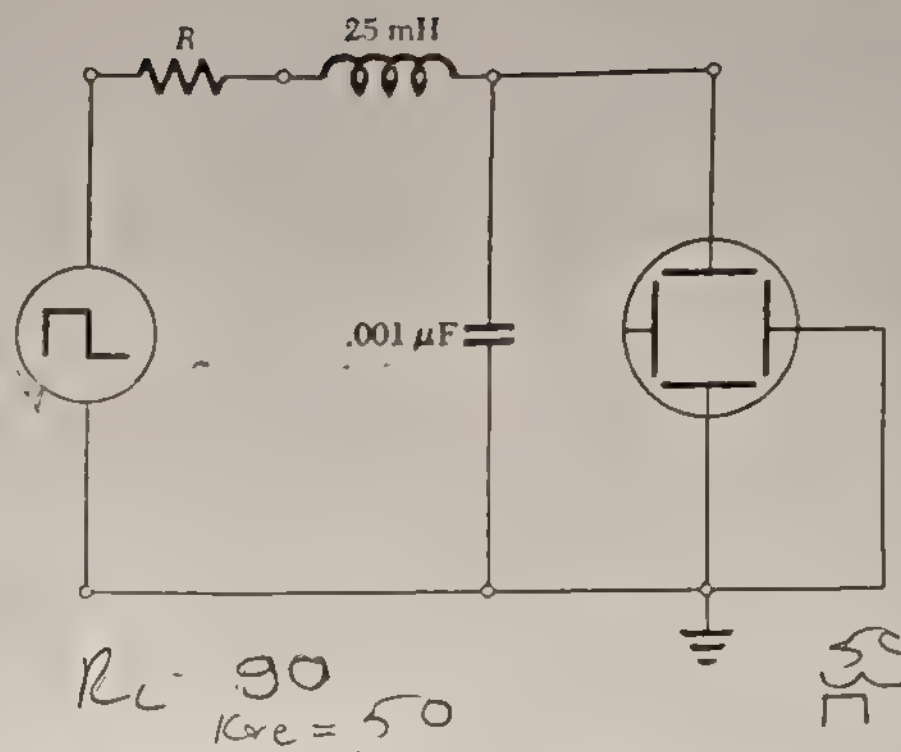
DENEY

1. SALINIMLAR

Bir LRC çevriminde sönen salınımların gözlemi ve üstel azalımın incelenmesi Deney EÇ–1'de kullanılan yöntem ile yapılabilir. Burada kare-dalga üreteci, dönemli olarak açılıp kapanan bir üreteç işi görür. Bunun için Şek.31 deki çevrim önerilebilir. Osiloskop, C 'nin uçları arasındaki gerilimi ölçer süpürü kare-



ŞEKİL 31



dalga ile zamandaştır, dolayısı ile yatay eksen (zaman), kare-dalganın bilinen sıklığına göre ayarlanabilir.

Sönen salınımların sıklıkları ve yarı-ömrünü ölçün, ω_0 'a ve τ 'yu hesaplayın ve Denk.(44) ile (45)'den bulunanlar ile karşılaştırın. Bu çevrimdeki R direnci, Deney EÇ–1'de tartışılan kare-dalga üretecin iç direnci ile elektronik volt-ohm-ölçer ile ölçülebilen irgitim kangalının direnci toplamını gösterir.

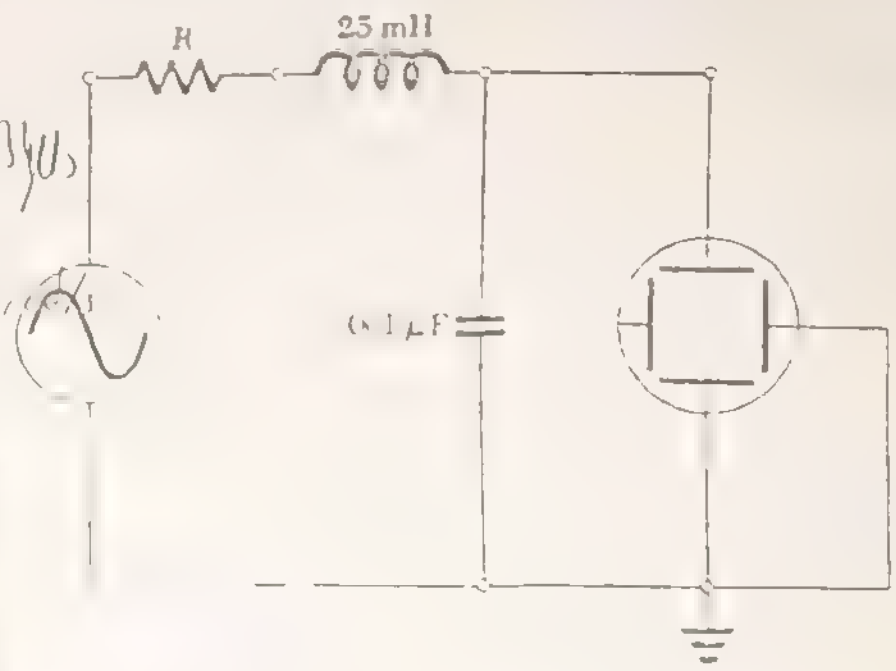
2 DÖNÜŞÜL SÖNÜM

Dönüşül sönüm ile sönüm üstünü incelemek için R sabit direncine 25 kΩ'luk değişken bir direnç ekleyin. Küçükten başlayarak R 'yi dönüşül sönüme ulaşıncaya dek artırın. R 'yi ohmölçer ile ölçün ve Denk.(48)'den bulunan dönüşül sönüm direnci ile karşılaştırın. Direnç, dönüşül sönüm değerinden daha büyük olursa ne olur?

3 FREKANS YANITI

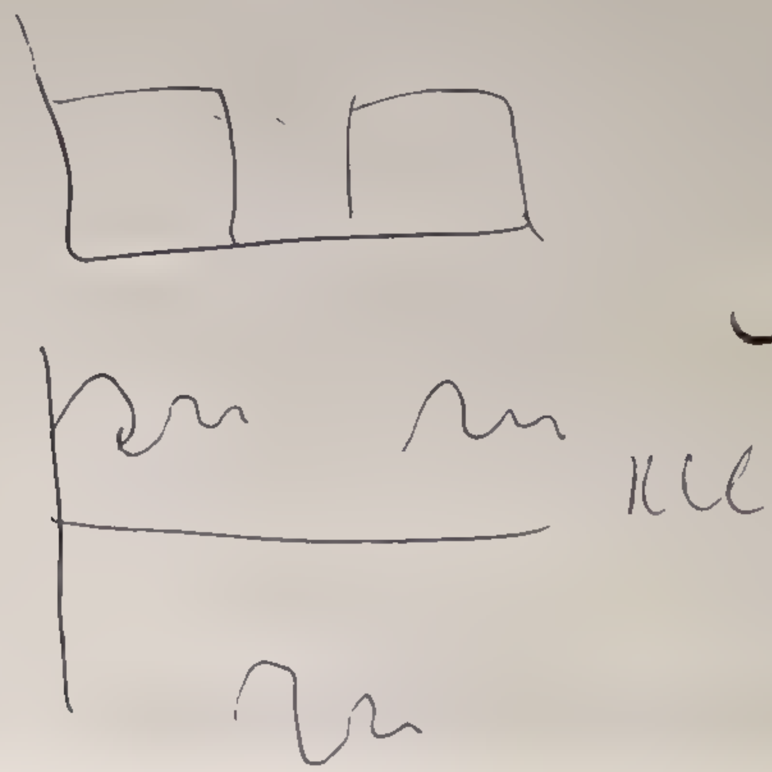
Sinüssel sürücü bir gerilimin sıklığı değiştirilince çevrimin yanıtını incelemek için yine aynı çevrim sinüs-dalga üreteci ile sürülebilir (Şek.32). Deney EÇ–1'de tartışılan şiddet-kiplenimi yöntemini kullanarak genliği ve Q evresini sıklığın işlevleri olarak ölçün ve elde edilen değerleri çizitleyin. Gözlenen çınlanım sıklığını önceden kestirilen ile karşılaştırın.

ŞEKİL 32



NİTELİK KATSAYISI

"Yarı-güç" sıklıkları ile yarı-güç noktaları için ω'yı bulun ve çevrimin QK'sını hesaplayın. Bunu sönümlü salınımın çizerek bulduğunuz QK ile karşılaştırın.



4 NİTELİK KATSAYISI

"Yarı-güç" sıklıkları ile yarı-güç noktaları için ω 'yı bulun ve çevrimin QK 'sını hesaplayın. Bunu sönümlü salınımı inceleyerek bulduğunuz QK ile karşılaştırın.

SORULAR

1 Dirençsiz bir LC çevriminde sığaç yükü en büyük iken akımın sıfır olduğunu ve bunun tersinin de doğru olabileceğini gösterin.

2 R yalnız irgitim kangalı sarımlarının direncinden oluşmuş ise ve dış direnç sıfır ise LRC çevriminin nitelik katsayısı ne olur?

3 Denk.(55)'in ω 'ya göre türevini alıp sıfıra eşitleyerek, Q_0 'ın en büyük değerini yalnız R 'nin küçük olması halinde tam ω_0 'da olduğunu ve daha büyük R 'ler için çınlanım yanıtının biraz daha küçük bir sıklıkla oluştuğunu gösterin. Eğer R yeterince büyük ise eğrinin hiç tepesi olmayacağını ve ω 'nın sürekli olarak düşen bir işlevi olacağını gösterin. R nin dönüşül değerini ve buna karşılık gelen QK 'yı bulun. İp ucu: Denk.(55) 'i yalnız a ω^2 bulunacak biçimde düzenleyip ω^2 yerine tek bir simge (diyelim y) kullanır ve $1/Q_0^2$ niceliğinin y'ye göre türetgesini alarak yapılan hesabı yalınlaştırabilirsiz.

4 Sinüssel sürücü gerilim halinde C 'deki gerilim ile L 'deki gerilim arasındaki evre bağıntısı nedir? C 'deki gerilim ile R 'deki gerilim arasındaki evre bağıntısı nedir?

5 Çınlanım frekansında, L ile C 'deki gerilimlerin büyüklükçe eşit olduğunu ve aralarında yarım dönemlik bir evre farkı bulunduğunu, böylece L ile C 'deki toplam gerilim farkının sıfır olduğunu gösterin.

6 Çınlanım frekansı a) 10^{-2} Hz; (*b*) 10^{10} Hz olan bir LC çevriminin düzenlenmesinde ne gibi sorunlarla karşılaşılır?

7 Sığaçtaki gerilimin V_C çınlanım genliğinin sürücü gerilimin V_0 genliğinden çok daha büyük olabileceğini ve bunun $V_C = (Q\text{K})V_0$ ile verildiğini gösterin.

DENEY EÇ–4

BAĞLAŞIMLI SALINGANLAR

GİRİŞ

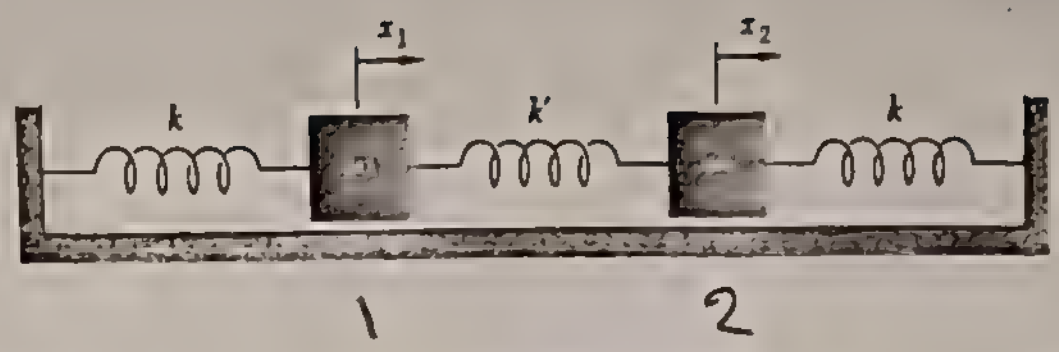
Bu deneyde, mekaniksel sinüsel salınganlar ya da LC çevrimleri gibi salıngan iki dizge arasında etkileşimin nasıl olduğunu inceleyeceğiz. Deneysel inceleme elektrik çevrimleri üzerinde olacaktır. Ama temel kavramları daha kolay gözlenen ve alışık olduğumuz mekaniksel dizgeler üzerinde işleyeceğiz.

Şek. 33 de gösterilen dizgeyi alalım. Kütleler düz hava rayındaki gibi sürtünmesiz yatay bir doğru boyunca devinsin. Bu dizge nitel olarak Deney M–4 ve M–5 de ve Dalgalar dersinde incelenmişti. Eğer kütleler arasındaki k' yayı olmasa idi, dizge

$$\omega = \left(\frac{k}{m}\right)^{1/2} \tag{60}$$

açısal sıklığında ve herhangi bir genlik ile salınabilen özdeş ama ayrı iki sinüsel salıngan olacaktı. k' yayı

ŞEKİL 33



iki salınganın etkileşimini sağlar ve bileşik dizgenin davranışını ilginç biçimde değiştirir.

Bu dizgeyi daha ayrıntılı olarak çözümlemek için her kütleye karşılık bir ($\sum F = ma$) devinim denklemi yazarak elde edilen denklemler takımının çözümlerini bulmaya çalışalım. x_1 ve x_2 konumlukları (koordinatları) kütlelerin denge konumundan uzaklaşımlarını gösteriyor. Birinci kütleye sol yaydan doğan $-kx_1$ ve orta yaydan ileri gelen $k'(x_2 - x_1)$ kuvvetleri etkiyor. Hemen belirtelim ki $x_1 = x_2$ olursa orta yay ne sıkışmış ne de açılmıştır. Bu durumda bu yaydan oluşması beklenen kuvvet sıfırdır. Öyle ise birinci kütle için,

$$m\frac{d^2x_1}{dt^2} = -kx_1 + k'(x_2 - x_1) \tag{61a}$$

yazarız. Benzerince ikinci kütlenin devinim denklemi için

$$m\frac{d^2x_2}{dt^2} = -kx_2 - k'(x_2 - x_1) \tag{61b}$$

yazarız. Bu iki denklemi yeniden düzenleyip $\ddot{x}_1 = d^2x_1/dt^2$ kısaltmasını kullandığımızda

$$\begin{aligned} m\ddot{x}_1 &= -(k + k')x_1 + k'x_2 \\ m\ddot{x}_2 &= k'x_1 - (k + k')x_2 \end{aligned} \tag{62}$$

elde ederiz. x_1 yerine x_2 koyduğumuzda iki kütlenin devinim denklemlerinin biçimce özdeş olduğunu görürüz. Hiç kuşkusuz bu bakışım fiziksel durumun bakışımlı ouşundan ileri geliyor.

Sezgimiz bu denklemlerin çozümlerinin bulunmasında bize yol gösterecektir. İki kütle aynı evre ve aynı genlik ile salındığında çok yalın bir devnim ortaya çıkar; bu durumda k yayı sıkışıp gevşemez ve hiç bir kuvvet oluşturmaz, her iki kütle $\omega = (k/m)^{1/2}$ frekansı ile yalın sinüsel devinimdedir. Bu iki kütlenin yine özdeş sıklıkta [bunun $(k/m)^{1/2}$'ye eşit olması gerekmez] başka bir sinüssel devinim olanağı var mıdır? Bu soruyu yanıtlamak için

$$\begin{aligned} x_1 &= A_1 \cos \omega t \\ x_2 &= A_2 \cos \omega t \end{aligned} \tag{63}$$

biçimli bir çift çözüm deneyelim. Bu deneme çözümlerini türevleri ile birlikte dif.Denk.(62)'de yerlerine koyarak çozum olup olmadıklarını yani soz konusu denklemi sağlayıp sağlamadığını görelim. Gerçekten bunları yerlerine koyup $\cos \omega t$ ortak katsayısı ile bölersek

$$\begin{aligned} -m\omega^2 A_1 &= -kA_1 + k'(A_2 - A_1) \\ -m\omega^2 A_2 &= -kA_2 - k'(A_2 - A_1) \end{aligned}$$

buluruz. Her denklemi A_1 ve A_2 ayraçlarına alarak

$$\left(\omega^2 - \frac{k + k'}{m}\right) A_1 + \frac{k'}{m} A_2 = 0$$
$$\frac{k'}{m} A_1 + \left(\omega^2 - \frac{k + k'}{m}\right) A_2 = 0 \qquad (64)$$

çıkar. Demek ki A_1 ve A_2 genlikleri Denk.(64) koşullarını sağlarlarsa önerilen Denk.(63)'ler, Denk.(62)'lerin çözümü olurlar.

Denk.(64)'ler türdeş çizgisel iki denklem takımıdır. Türdeş çizgisel denklemlerin ya hiç çözümü yoktur ya da sonsuz sayıda çözümü vardır. Çözüm bulunabilmesi için denklemler *tutarlı* olmalıdır. Tutarlılığı sınamanın bir yolu her iki denklemden A_1 'i çekip çıkan eşitlikleri karşılaştırmaktır. Böylece

$$A_1 = -\frac{k'/m}{\omega^2 - (k + k')/m} A_2$$
$$A_1 = -\frac{\omega^2 - (k + k')/m}{k'/m} A_2 \qquad (65)$$

buluruz. Bunları eşitlersek, ya da aynı şey demek olan, eşitliklerin iki yanlarını birbirine bölersek A_1 ve A_2 'nin elenmesiyle

$$\frac{k'/m}{\omega^2 - (k + k')/m} = \frac{\omega^2 - (k + k')/m}{k'/m}$$

bağıntısını buluruz ki, böylece, önerilen Denk.(64) çözümlerinin birbirine özdeş olan ω açısal sıklıklarını bulmamıza yarayacak bir bağıntı verir. Bu bağıntı ise

$$\left(\omega^2 - \frac{k + k'}{m}\right)^2 = \left(\frac{k'}{m}\right)^2$$

biçimine sokulabilir ve her iki yanın kare kökünü alarak

$$\omega^2 - \frac{k + k'}{m} = \pm\frac{k'}{m}$$

ve son olarak

$$\omega^2 = \frac{k}{m}, \qquad \frac{k + 2k'}{m}$$

$$\omega = \left(\frac{k}{m}\right)^{1/2}, \qquad \left(\frac{k + 2k'}{m}\right)^{1/2} \qquad (66)$$

buluruz, burada $\cos(-\omega t) = \cos \omega t$ olduğundan eksi kökleri attık eksi kökler ayrı bir değer vermez. Köklerin büyüğünü ω_+ ve küçüğünü ω_- ile gösterirsek

$$\omega_+ = \frac{(k + 2k')^{1/2}}{m} \qquad \omega_- = \left(\frac{k}{m}\right)^{1/2}$$

yazarız.

Şu halde ω Denk.(66)'lardan birini alınca iki kütle özdeş sıklıkla sinüssel salınım yapar. Denk.(65) takımının birine, ω_- ya da ω_+ değerleri yerleştirilmekle gösterilebileceği gibi genlikler arasında da kesin bir bağıntı bulunmalıdır. Birinci denklemi alıp ω_+'yı yerine koyduğumuzda,

$$A_1 = -\frac{k'/m}{(k + 2k')/m - (k + k')/m} A_2 = -A_2$$

buluruz. Aynı işlem ω_- için yapılacak olursa bu kök için $A_1 = A_2$ olduğu ortaya çıkar.

Şimdi bu sonuçları yorumlayabilecek durumdayız: ω_- kökü az önce incelediğimiz duruma uyar ve bu iki kütlenin aynı sıklık ve aynı genlik ile bağdaşımsız salınganlar gibi salınmasına karşılık gelir. Bu durumda k' bağlaşım yayının hiç bir etkisi yoktur. Öteki durumda ise genlikler zıt imli olduklarından devinim genlikleri eşittir, aralarında yarım dönemlik bir evre farkı vardır. Bu halde bağlaşım yayı geri çağırıcı ek bir kuvvet oluşturduğundan ω açısal sıklık bağdaşımsız dizgelerin sıklığından daha büyüktür.

Devinim denklemleri doğrusal türetgel denklemler olduğundan çözümlerin toplamı da bir çözümdür. Elde ettiğimiz genlikler arasındaki bağıntıları bir araya getirerek dizgenin fizikçe olası bütün devinimlerini kapsayan en genel

$$x_1 = A\cos\omega_- t + B\cos\omega_+ t$$
$$x_2 = A\cos\omega_- t - B\cos\omega_+ t \qquad (67)$$

çözümünü elde ederiz. Burada A ve B, başlangıç koşullarına bağlı isteğe bağlı sabitlerdir.

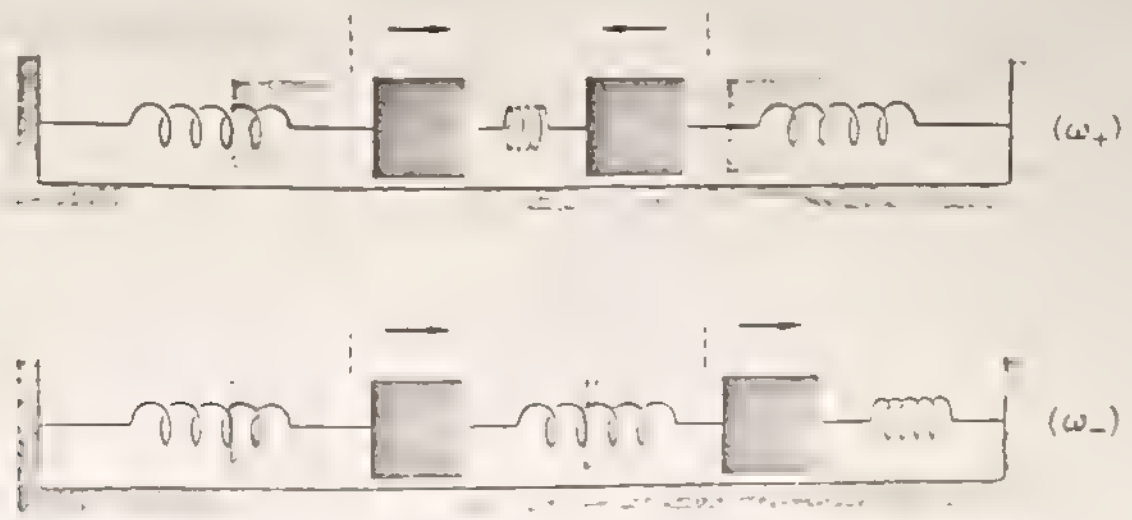
Tek sıklıkta devinimin herbirine salınımın temel (normal) kipi denir; genel olarak devinim temel kiplerin bir karışımıdır. Ama özel başlangıç koşullarının bir sonucu olarak A ya da B genliklerinden biri sıfır olursa iki kütlenin, bu tek sıklıkta devinimi bir temel kip'dir. Temel kiplerden ikisi Şek. 34'de gösterilmiştir.

İlginç bir durum, özellikle k' bağlaşım yayının öteki ikisinden çok daha zayıf (yani $k' \ll k$) olması, A ve B genliklerinin eşit olması halinde ortaya çıkar. O zaman Denk.(67), ilginç ve öğretici bir biçime sokulabilir. Bu halde ω_+ ve ω_- temel kip sıklıkları birbirine çok yakındır. Bu durumda

ya da
$$\omega_0 = \frac{\omega^+ + \omega^-}{2}, \qquad \Delta\omega = \frac{\omega^+ - \omega^-}{2}$$
$$\omega_- = \omega_0 - \Delta\omega, \qquad \omega_+ = \omega_0 + \Delta\omega \qquad (68)$$

gösterimlerinin kullanılması yararlı olur. Burada ω_0 temel-kip sıklıkları ortalaması, $\Delta\omega$ herbirinin ortalamadan farkıdır. Açıkça görüldüğü gibi, eğer $k' \ll k$ ise o zaman $\Delta\omega \ll \omega_0$'dır.

ŞEKİL 34



Şimdi bu gösterimi $A = B$ varsayımı ile birlikte Denk.(67)'de kullanalım ve her kosinüsü $\cos(a \pm b) = \cos a \cos b \pm \sin a \sin b$'ye göre açalım:

$$x_1 = A\cos(\omega_0 - \Delta\omega)t + A\cos(\omega_0 + \Delta\omega)t$$
$$= A(\cos\omega_0 t\cos\Delta\omega t + \sin\omega_0 t\sin\Delta\omega t + \cos\omega_0 t\cos\Delta\omega t - \sin\omega_0 t\sin\Delta\omega t)$$

ve x_2 için ise $x_2 = A\cos(\omega_0 - \Delta\omega)t - A\cos(\omega_0 + \Delta\omega)t$

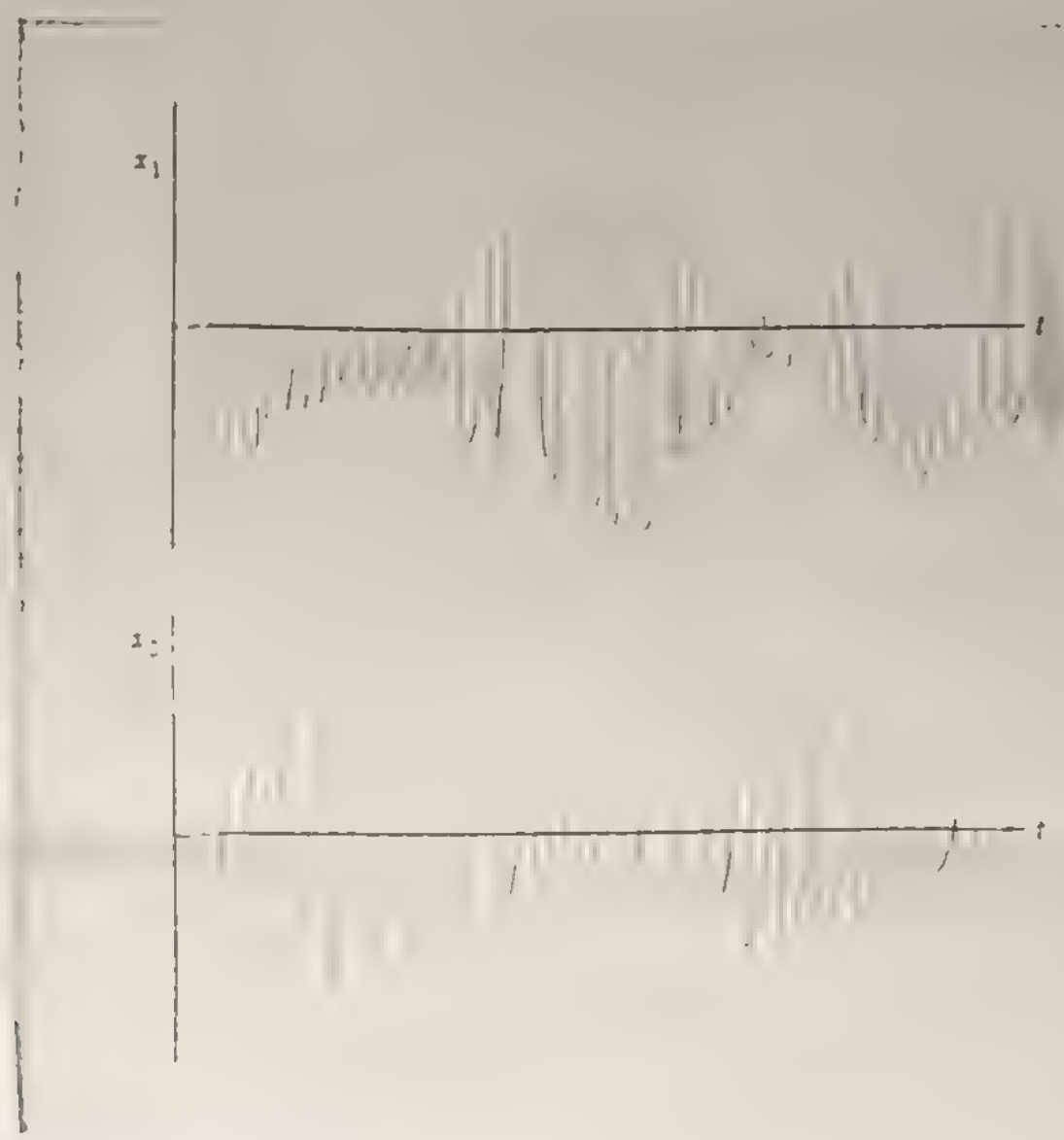
genliği de aynı biçimde açılır. x_1 ve x_2 için bulduğumuz sonuçlar yeniden

$$x_1 = [2A\cos(\Delta\omega t)]\cos\omega_0 t \qquad (69)$$
$$x_2 = [2A\sin(\Delta\omega t)]\sin\omega_0 t$$

şeklinde yazılır.

Devinim artık yalın sinüssel değil, çünkü konumlukların her biri zamanla iki sinüssel işlevin çarpımı olarak değişiyor. Bununla birlikte iki işlevden biri zamanla, sıklığı $\Delta\omega$ olmak üzere yavaş değişirken öteki iki temel kip sıklığı arasına düşen ω_0 sıklığı ile daha hızlı değişir. Bunun için bu devinimlerin sıklığının ω_0 olduğunu ve genliğinin de sıfır ile $2A$ arasında değiştiğini düşünebiliriz. Bu yorum Denk.(69) 'lardaki ayraçlara dayanmaktadır. Üstelik x_1 genliği en büyük olduğu sırada (yani $\cos \Delta\omega t = \pm 1$ iken) x_2 genliğinin sıfır olduğu ve bunun tersinin de olabileceği görülmektedir. Başlangıçta kütle 2 devinimsizdir, kütle 1 ise, $2A$ genliği ile salınmaktadır. Kütle 2 'nin $2A$ genliği ile salınmağa ulaştığı $\Delta\omega t = \pi/2$ ile verilen bir süre sonunda kütle 1 'in genliği sıfıra düşmüştür. Bu davranış x_1 ve x_2 devinimlerinin zamanın işlevi olarak veren Şek 35'deki çizimlerde gösterilmiştir.

ŞEKİL 35



ENERJİ BAĞLANTILARI

İki kütleli ve iki özgürlük dereceli dizgeyi enerji bağlantıları yönünden de ele alabiliriz. $t = 0$ anında bütün enerji salıngan 1 'dedir; k' yayı ile sağlanan bağlaşım enerjinin tümünü gıdım gıdım salıngan 2 'ye aktarır. Sonra enerji yeniden salıngan 1 'e geçmeğe başlar. Enerjinin 1 'den 2 'ye gidip geri dönmesi için geçen verişim (değiş-tokuş) zamanı olarak adlandırabileceğimiz t_{ver} zamanı $\Delta\omega\, t_{ver} = \pi$ koşulu ile verilir.

Dönemli enerji verişiminin açısal sıklığı

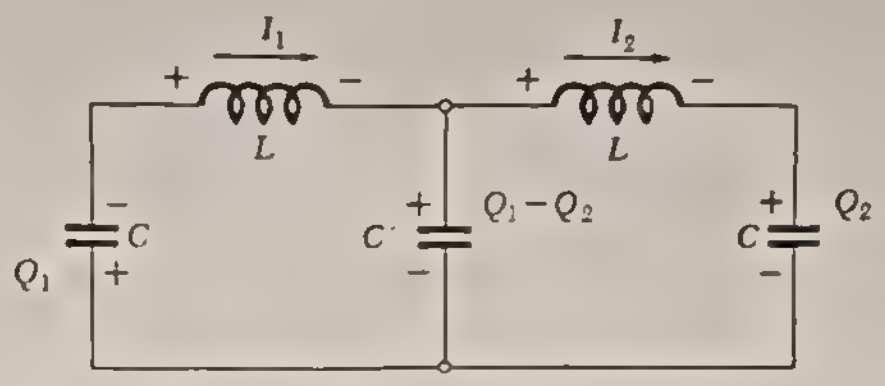
$$\omega_{ver} = \frac{2\pi}{t_{ver}} = 2\,\Delta\omega \qquad (70)$$

olur.

ELEKTRİKSEL BENZERLİK

EÇ–1'den EÇ–4'e dek giden deneylerde tartıştığımız elektromekaniksel benzerleri kullanarak bağlaşımlı iki sinüsel salınganın elektrikteki benzerini bulabiliriz. Kütle-yay birleştirimi irgitgi-sığaç birleştirimine, bağlaşım yayı da bağlaşım sığacına karşılık gelir. Özel olarak, elektriksel benzer dizge Şek. 36'da görülen çevrimdir. Bunun gerçekten biraz önce tartışılan mekaniksel dizgenin bir benzeri olduğunu ayrın-

ŞEKİL 36



tılıca doğrulamak için Kirchhoff'un gerilim (ilmek) yasasını her ilmeğe iki kez uygulayarak çevrim denklemlerini yazalım. Çeşitli yük ve akımlar şekilde gösterildiği gibi imlenmişlerdir. C' bağlaşım sığacındaki yük $\pm(Q_1 - Q_2)$ ve bunun karşılığı olan gerilim $\pm(Q_1 - Q_2)/C'$dür. Şek. 36'da gösterilen yük ve akımların tanımlarından akımlar $I_1 = dQ_1/dt$ ve $I_2 = dQ_2/dt$ ile verilir. İrgitgi kangallarının uçları arasındaki gerilimler, I_2 için de aynı olmak üzere, $L\,dI_1/dt = -L\,d^2Q_1/dt^2$ ile verilir. Çevrim denklemleri şöyledir:

$$-\frac{Q_1}{C} - L\frac{d^2Q_1}{dt^2} + \frac{Q_2 - Q_1}{C'} = 0 \tag{71}$$

$$-L\frac{d^2Q_2}{dt_2} - \frac{Q_2}{C} - \frac{Q_2 - Q_1}{C'} = 0$$

ya da

$$L\frac{d^2Q_1}{dt^2} = -\frac{Q_1}{C} + \frac{Q_2 - Q_1}{C'}$$

$$L\frac{d^2Q_2}{dt^2} = -\frac{Q_2}{C} - \frac{Q_2 - Q_1}{C'}$$

dır.

Bu son iki denklemi bağlaşımlı sinüsel salınganların Denk.(61)'ler ile karşılaştırdığımızda bunların biçimce özdeş olduklarını görürüz. Buradaki elektriksel-mekaniksel benzerlikler önceki deneylerde bulduklarımızın aynıdır: $L \leftrightarrow m$, $1/C \leftrightarrow k$, $Q \leftrightarrow x$ ve $I \leftrightarrow v$. Şu halde, her iki kip birlikte bulunduğu sırada enerji aktarımı, dizgenin iki parçası bağlaşımsız iken ki davranışı ve temel kiplerin anlatımını da ekleyerek yukarıda bağlaşımlı sinüsel salınganlar için söylenilen her şeyi bağlaşımlı LC çınlanım çevrimleri için de yineleyebiliriz. Burada $k' = 0$ sonsuz büyük C' bağlaşım sığası karşılığıdır. Böyle bir sığa ne denli yüklenirse yüklensin, uçları arasındaki gerilim sıfır olmalıdır: Genel olarak bir sığaç için $V = Q/C$'dir. Buna göre, Q'nün herhangi belli bir değeri için V sıfırdır. Bu nedenle C' bir kısa çevrim gibi davranır ve iki LC çevrimi bağlaşımsız olur. $\Delta\omega \ll \omega_0$ zayıf bağlaşım koşulu C'nün C'den çok daha büyük olmasıdır, bu ise yukarıki açıklamalar olmasa idi çelişik gelirdi.

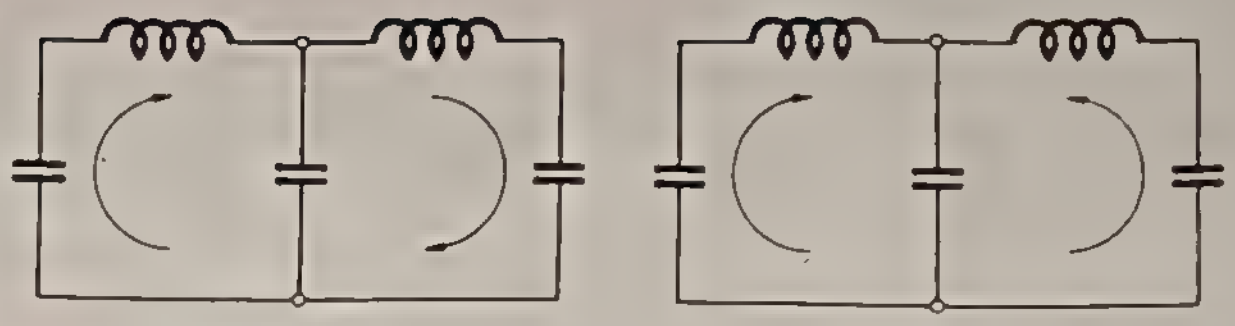
Normal kip sıklıkları:

$$\omega_- = \left(\frac{1}{LC}\right)^{1/2} \tag{72a}$$

$$\omega_+ = \left[\frac{1}{L}\left(\frac{1}{C} + \frac{2}{C'}\right)\right]^{1/2} \tag{72b}$$

dır, Şek. 37'de gösterildiği gibi ω_- iki akımın aynı yönde olmasına karşılık gelir ve böylece 'C' 'den hiç akım geçmez. ω_+ 'da zıt yöndeki akımlara karşılıktır. Eğer $C' \gg C$ ise Denk.(72b)'yi Taylor dizisine aç-

ŞEKİL 37



(*a*) Çift kip (*b*) Tek kip

mak yararlıdır:

$$\omega_+ = \left(\frac{1}{LC}\right)^{1/2}\left(1 + 2\frac{C}{C'}\right)^{1/2} = \left(\frac{1}{LC}\right)^{1/2}\left(1 + \frac{C}{C'} - \frac{1}{4}\frac{C^2}{C'^2} + \cdots\right)$$

O zaman ω_0 ortalama sıklığı yaklaşıkça

$$\omega_0 = \left(1 + \frac{C}{2C'}\right)\left(\frac{1}{LC}\right)^{1/2} \tag{73}$$

ile verilir ve $\omega_{ver} = \omega_+ - \omega_-$ verişim sıklığı yaklaşıkça

$$\omega_{ver} \simeq \frac{C}{C'}\left(\frac{1}{LC}\right)^{1/2} = \frac{C}{C'}\omega_0 \tag{74}$$

olur.

Temel kiplerden başka ilmeklerden birine sinüssel bir gerilim uygulamakla dizgenin gireceği zorla salınım davranışı da incelenebilir. Bu durumun çözümlenmesi kolayca yapılabilir, ama, burada ayrıntıları ile verilmeyecektir. Yapılacak işlem, sürücü gerilim kaynağının bulunduğu yere bağlı olarak Denk.(71)'den birine $V(t) = V_0 \cos \omega' t$ terimini eklemektir. Bu kez uygulanan gerilimin ω' sıklığı ile salınımlı

$$x_1 = A_1 \cos \omega' t \qquad x_2 = A_2 \cos \omega' t \tag{75}$$

biçimli çözümler ararız. Çünkü dizgemiz zorla salınım düzeni içindedir. Bu durumda A'yı veren denklemler artık turdeş değildir ve A'lar her zaman tam çözülebilir. Beklenebileceği gibi ω' sürücü-gerilim sıklığı ω_+ ile ω_- temel-kip sıklıklarından birine yakın gelince ilginç şeyler olur. Tıpkı bir çocuğun bir salıncağı doğal salınım sıklığı ile itip enerjiyi en verimli biçimde artırmasında olduğu gibi, üreteç dizgeye bu sıklıklarda en büyük etkinlikle enerji verir. Sürücü sıklığın dizgenin doğal sıklığı ile zamandaş olmasına çınlanım denir. Bunun daha yalın bir düzen içinde incelemesi Deney EÇ–3'de yapılmıştır.

DENEY

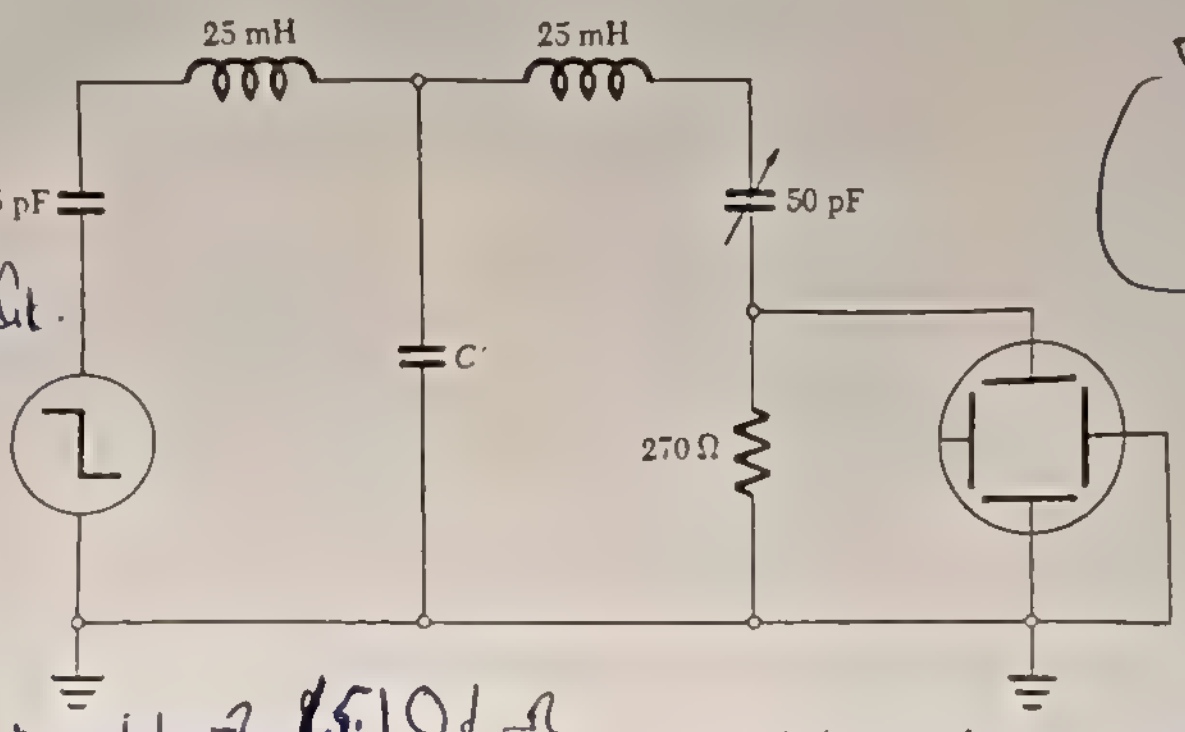
1 ÖZGÜR SALINIMLAR

Şek.38'deki çizit bağlaşımlı LC çevrimlerinin davranışını incelemek için kullanılabilir. Salınımlar, tıpkı Deney EC–3'deki gibi kare-dalga üretecinden elde edilir. Salınımlar dirençle karşılaştıkları için sürgit süremezler, sönerler. 270 Ω 'luk direnç osiloskopta gözlenebilen küçük bir gerilim düşmesine yol açar. Dizgeyi bağlaşımsız salınganların sıklıkları tam aynı olacak biçimde ayarlayabilmek için çevrime 25 pF 'lık değişmez iki sığaçtan birinin yerine 50 pF 'lık değişken bir sığaç sokulur. böylelikle 25 pF 'lık sığaçların değerindeki pürüzlerden kaynaklanan değişimler, değişken sığaç ile karşılanır. C' için 500 pF 'lık bir ilk

değer alınabilir.

İlk çevrimi dengelemek için değişken sığacı $\Delta\omega$ sıklık farkı en küçük oluncaya dek ayarlayın. Verişim sıklığını osiloskopta ölçün ve Denk.(74)'den hesaplanan değer ile karşılaştırın. Aynı zamanda, kare dalganın bir dönemine giren salınım sayısını sayarak ω_0 'ı ölçün. Denk.(74)'den hesaplanan değer ile karşılaştırın. Aynı zamanda, kare dalganın bir dönemine giren salınım sayısını sayarak ω_0 'ı ölçün. Denk.

ŞEKİL 38

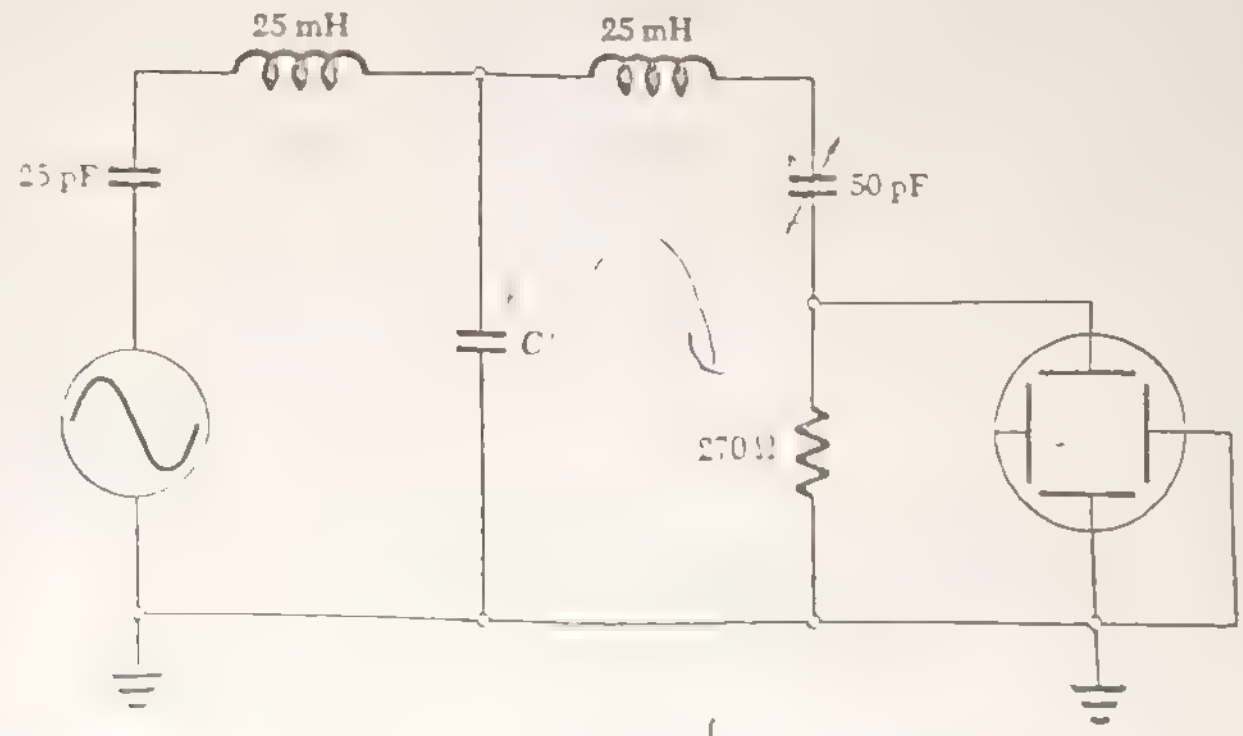


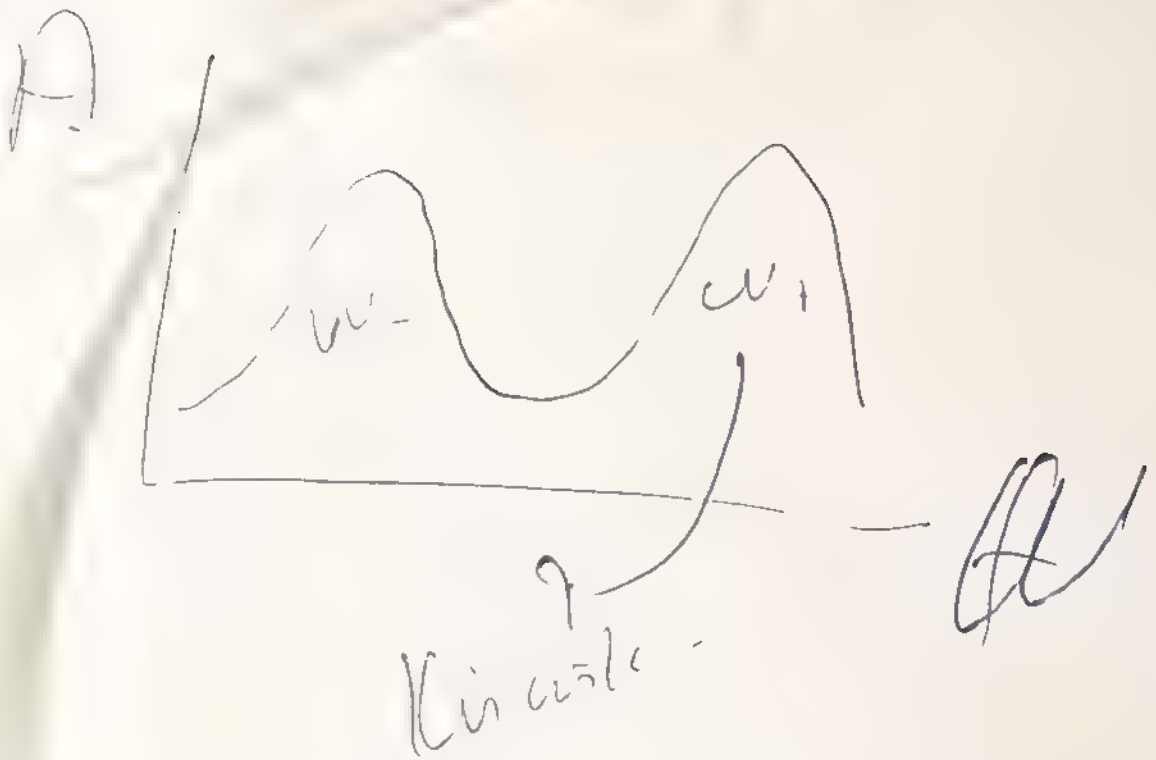
(74)'den hesaplanan değer ile karşılaştırın. İsterseniz C' bağlaşım sığacının değişik değerlerini de deneyebilirsiniz. Önerilebilecek başka değerler 200 pF ve 0,001 μF dır. C' kısa çevrim yapılırsa ne olur? Busbütün çıkarılırsa ne olur?

2 ZORLA SALINIM

Çevrimin sinüssel bir sürücü gerilim etkisindeki davranışını incelemek için Şek.39'daki çevrim kullanılabilir. Üreteç gerilimini değiştirmeden bağlaşımlı dizgenin gerilim çıktısını sıklığın işlevi olarak ölçün.

ŞEKİL 39





$$C_{10} = \frac{U_0/\omega}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega_0}\right)^2}}$$

enerji atfrimi
olmadı. Yoğn dure
olduğu

Biri, ω_+ 'da öteki ω_- 'de olmak üzere iki doruk bulmalısınız. Bu sıklıkları C' 'nün birkaç değeri için ölçün ve önceden Denk. (72)'den hesaplanan değerler ile karşılaştırın. Gözlenen sıklık farkını geçici davranıştan elde edilen verişim sıklığı ile karşılaştırın.

Akımların evre bağıntısı ω_- kipi için Şek. 37a'da gösterildiği gibidir. Buna göre C' 'den geçen net akım her zaman sıfırdır. Evre ω_+ kipi için Şek.37b'deki gibidir ve C' 'den geçen akım ilmeklerin her birinden geçen akımın iki katıdır. Bu nedenle C' ile sıralı bir direncin ω_+ kipini söndürmesi, ama ω_- 'yi etkilememesi gerekir. Olayı, yanıtı sıklığın işlevi olarak veren eğri üzerinde incelemek ilginç olacaktır. Çınlanım tepelerinden hangisi değişir? Bu direncin geçici yanıt üzerindeki etkisi nedir? ω_- kipini nasıl söndürebilirsiniz? Deneyin.

SORULAR

1 Şek.33'deki bağlaşımlı sinüsel salınganlarda ω_+ kipini elde etmek için hangi başlangıç koşulları kullanılmalıdır? Yalnız ω_- kipi için durum nedir? Yalnız bir tek koşullar kümesi mi vardır, yoksa her kip için birden fazla olabilir mi?

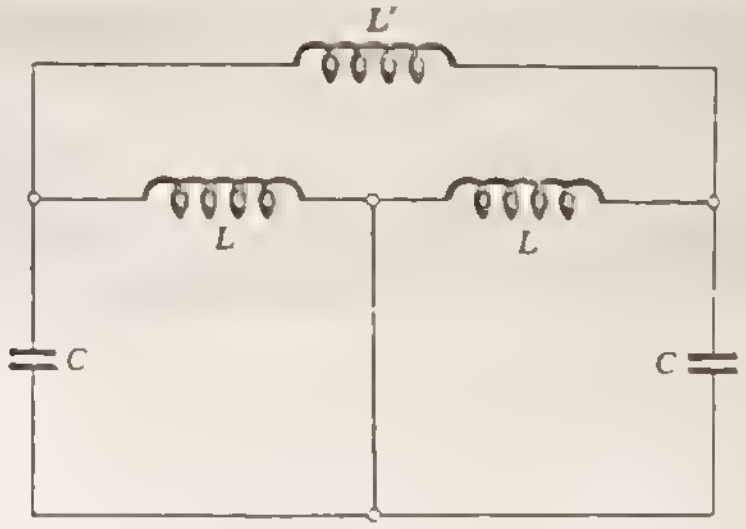
2 Niçin ω verişim sıklığı tam $\Delta\omega$ değil de $2\,\Delta\omega$ 'dır?

3 İki LC çevriminin en iyi biçimde uyuşmasını niçin $\Delta\omega$ 'nın en küçük olma koşulu sağlar?

4 Bağlaşımlı salınganların sinüsel sürücü gerilime yanıtlarını verirken ω_+ kipini söndürmeden ω_- nasıl söndürülebilir?

5 Şek.40'daki çevrimin mekaniksel benzerini bulun. Bu dizgenin biri sıfır olmak üzere üç temel kip sıklığı vardır ve bunlardan biri sıfırdır. Sıfır-sıklık kipine hangi fiziksel durum karşılık gelir?

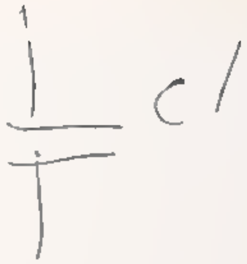
ŞEKİL 40



6 Şek 41'de gösterilen mekaniksel dizgenin elektrikteki benzerini bulun. Bunun kaç tane temel kipi vardır? Ayrıntılı hesap yapmadan bunlardan herhangi birinin yapısını ya da sıklığını nasıl kestirebilirsiniz?

ŞEKİL 41

2. madde her periyodda enerji aktarımı var. Bunlar ile sağlanıyor,



c = CV

Enerji kalıcı olarak aktarılırsa
1. C' artarsa

...değişecek,

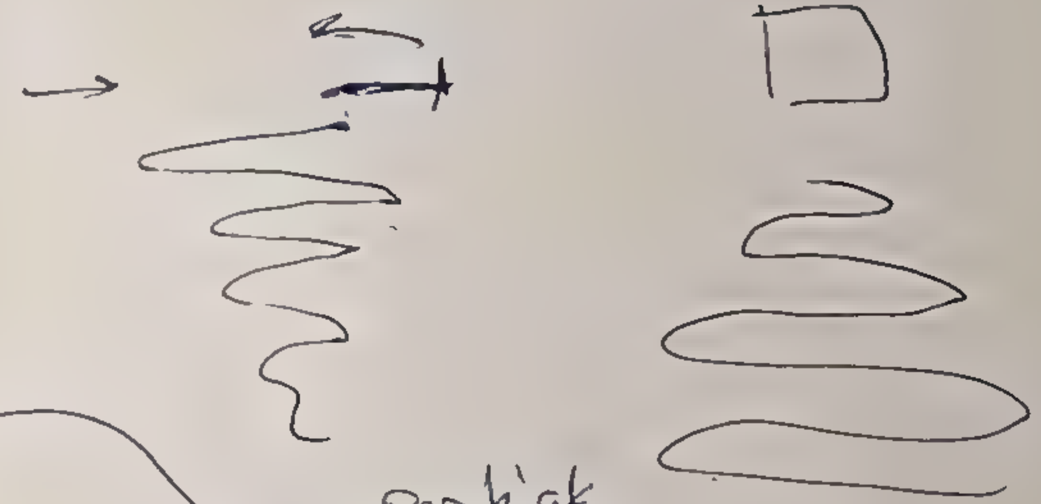
Faz farkı π

ω_-'yı yok etmek için
C'nin $\rightarrow \infty$

ω_-'yı yakalamak için C'yi
artırırım

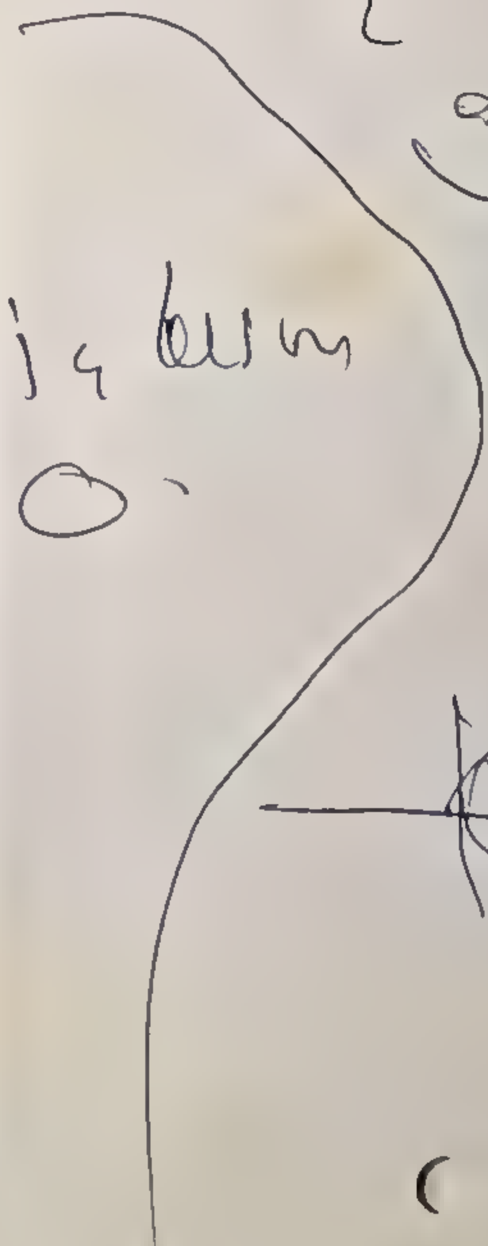
k'lar gibi

ω_+'ya gideriz

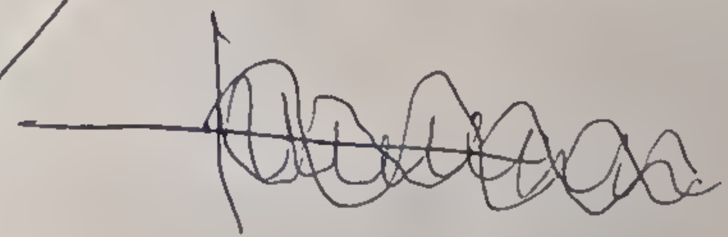


enerji akışı
formu Cevaplar
rezonans

iç bölüm



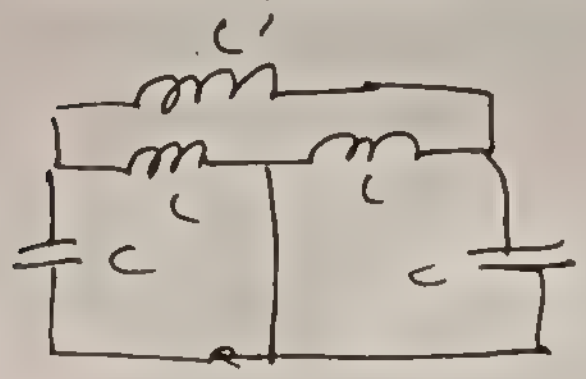
Sınır
Bu an
durulma zel

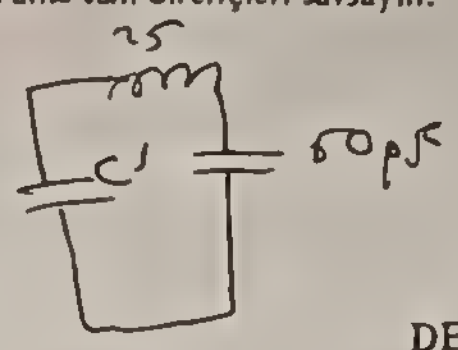


ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ

7 Bu deneyde kullanılan irgitgiler kusursuz değildir ve irgitim katsayılarına ek olarak biraz dirençleri vardır. Bu durum, geçici davranışı kusursuz davranışa göre nasıl değiştirir? Sinüssel davranışı nasıl değiştirir?

8 Şek.39'daki çevrimin sağındaki sığaçdan geçen akımı sürücü gerilimin genlik ve sıklığının işlevi olarak veren bir bağıntı bulun L, Cve C'değerlerini kullanın ama tüm dirençleri savsayın.





DENEY EÇ–5

DÖNEMCİ YAPILAR VE İLETİM YOLLARI

GİRİŞ

Deney EÇ–4'de incelediğimiz bağlaşımlı salınganları bu deneyde genişletiyoruz. Bağlaşımlı iki kütle-yay ya da sığaç dizgeleri yerine bunlardan *birçoğunun* birlikte bağlaşarak oluşturdukları (ya da dönemli) yapıları inceleyeceğiz. İlerde göreceğimiz gibi, böyle yapıların geçirdikleri elektriksel atımları, zamanca geciktirmek, kimi sıklıkları geçirip ötekilere kapalı kalmak ve böylece süzgeçler oluşturmak gibi ilginç özellikleri de vardır. Bu dizgelere çoğu kez süzgeçler, toplu *(lumped)*–değiştirgenli *süzgeçler, geciktirim yolları ya da yalnızca iletim* yolları denir. Bu irdelemede çoğunlukla yol terimi kullanılacaktır.

Ne olup bittiğini gözümüzde canlandırabileceğimiz dizgelerin davranışlarını anlamak daha kolay olduğu için konuya Şek. 42'de gösterilen yalın yapının oluşturduğu örneğin irdelemesi ile girelim.

ŞEKİL 42

Sürtünmesiz bir doğru yol üzerinde devinime zorlanan bir sıra özdeş m kütlesi özdeş k yayları ile ardısıra dizilidir. Uçtaki iki kütlenin değerleri $m/2$ dir. Bunlarda gözönüne alınınca, tüm dizgeyi iki yarım kütle ile bir yaydan oluşan kesimler dizisi olarak düşünebiliriz. Üstelik dizgenin iki ucu birleştirilerek dönsel oluşturulabilir.

Eğer iletim yolunun ucundaki bir kütle boylamasına sertçe kaydırılır ve geri getirilirse, bu anlık yerdeğiştirir bir *atım* (puls) oluşturur ki bu yol boyunca yayılır. Atım karşı uca çarpınca yitip gitmez aradan geri yansır. Böylece iletim yolu boyunca geri gelen ikinci bir atım türer. Uç yaylarını oturgun çeper yerine hız kutularına bağlayıp atım'ların bir kısmını ya da tümünü soğurarak yansımaları önleyebiliriz. Yansımaların önlenmesi elektriksel benzer dizgelerde büyük önem taşır.

Dizgenin devinimini ayrıntılı olarak çözümlemede izleyeceğimiz yol tıpkı Deney EÇ–4 'deki gibi olacaktır. Her kütlenin denkleminin denge konumundan olan x_n yerdeğiştiriminin türetgel denklemini yazmak için $\sum F = ma$ Newton yasasını kullanalım. Bütün kütlelerin sayısı N ise o zaman n 'nin 1'den N'ye dek değişir. n 'inci kütlenin türetgel denklemi yalnız x_n 'ye değil yayların etkisinden dolayı aynı zamanda

$$m\frac{d^2x_n}{dt^2} = -k(x_n - x_{n+1}) + k(x_{n+1} - x_n)$$

x_{n-1} ve x_{n+1} 'e de bağlıdır. İletim yolunun ucunda olmayan sıradan bir kütle için devinim denklemi

$$m\ddot{x}_n = -k(x_n - x_{n-1}) + k(x_{n+1} - x_n) = k(x_{n-1} - 2x_n + x_{n+1}) \tag{76a}$$

dır. Uç kütleler ayrıca işlem görmelidir. Bunlar için

$$\tfrac{1}{2}m\ddot{x}_1 = k(x_2 - x_1) \tag{76b}$$

$$\tfrac{1}{2}m\ddot{x}_N = -k(x_N - x_{N-1}) \tag{76c}$$

yazılır.

Bu denklemlerin çözümlerini bulmak için iletim yolunun bir ucundan başlatılan bir atımın biçim değiştirmeden değişmez hızla yayıldığını düşünelim. Bu varsayım genellikle geçerli değildir, bunu geçerli kılan koşullar ileride irdelenecektir. Bu varsayımı simgesel olarak söylemiş olalım ve sağa doğru ilerleyen bir atım düşünelim. Eğer belli bir n kütlesi, zamanın $x_n(t)$ işlevi ile gösterilen bir kaymaya uğrarsa bir sonraki $(n + 1)$ kütlesi aynı kaymaya daha sonraki bir $t + T$ anında uğrar. Burada T, Şek. 43'de görüldüğü gibi, bir atımın bir kesimlik "yolu" alması için gereken zamandır. Öyle ise,

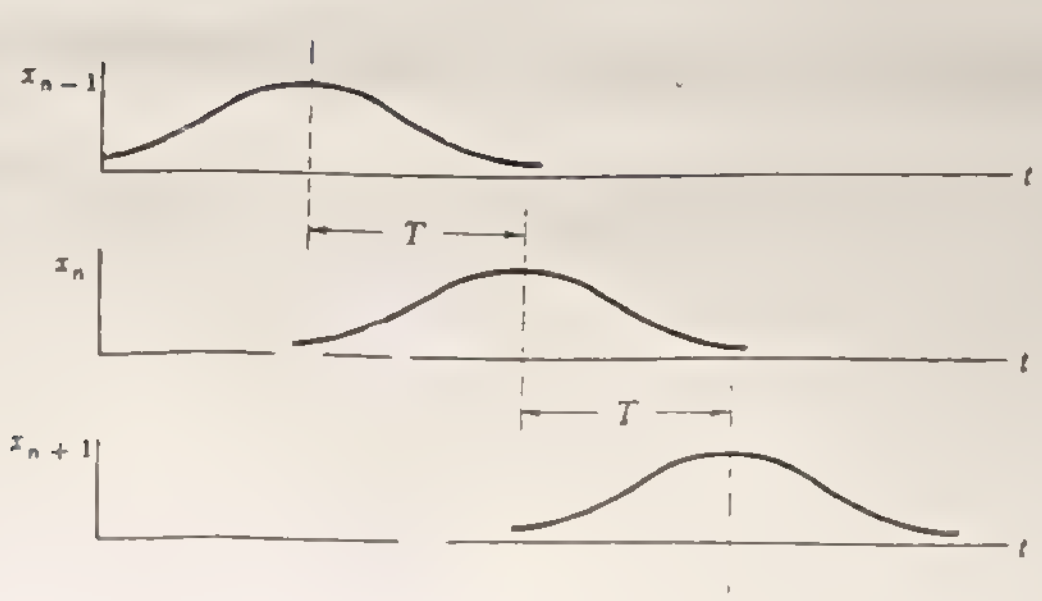
$$x_{n-1}(t) = x_n(t + T) \tag{77}$$

ve

$$x_{n+1}(t) = x_n(t - T)$$

yazabiliriz.

ŞEKİL 43



Bu bağıntıları yalınlaştırmak için Taylor dizisi açılımını kullanarak $x_n(t \pm T)$ işlevlerini x_n'nin kendisi ve t anındaki türevleri cinsinden aşağıdaki gibi yazabiliriz:

nedeni $t \gg T$ olduğundan

$$\left.\begin{aligned} x_n(t + T) &= x_n(t) + \dot{x}_n(t)T + \tfrac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 + \cdots \\ x_n(t - T) &= x_n(t) - \dot{x}_n(t)T + \tfrac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 + \cdots \end{aligned}\right) \tag{78}$$

Yukarıdaki bağıntılarda n'yi sıra ile $(n - 1)$'ya da $(n + 1)$ ile değiştirerek aynı bağıntıları $x_{n-1}(t \pm T)$ ve $x_{n+1}(t \pm T)$ için yazabiliriz. Aşağıdaki çözümlemede, bu sonsuz dizilerin ilk üç terimi ötesindekilerin savsanabilecek kadar küçük olduğunu varsayacağız. Bu yaklaşıklık, atımın tümünün verilen bir noktadan geçmesi için gerekli zamanın T'ye bakınca çok büyük olması durusunda geçerlidir. Bu doğru ise her x konumu T zaman aralığı içinde oldukça az değişir. $x_n(t)$ ve $x_n(t + T)$ arasındaki fark küçük olur ve dizi hızla yakınsaklaşır. İlerde göreceğimiz gibi bu varsayımın, atımların biçim değiştirmeksizin belli bir hızla yayılmasını söyleyen önceki varsayım ile çok yakından ilişkilidir.

Daha önce yaptığımız gibi Denk.(77)'yi Denk.(76a)'ya taşıyalım ve sonra Denk.(78) ile verilen diziye açılımları kullanalım:

$$\begin{aligned} m\ddot{x}_n &= +k[x_n(t+T) - 2x_n(t) + x_n(t-T)] \\ &= +k[x_n(t) + \dot{x}_n(t)T + \tfrac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2 - 2x_n(t) + x_n(t) - \dot{x}_n(t)T + \tfrac{1}{2}\ddot{x}_n(t)T^2] \\ &= +k[\ddot{x}_n(t)T^2] \end{aligned} \tag{79}$$

Eşitliğin sağ yanındaki T^3 ve daha büyük üslü terimleri attık. Bunlar bırakılan terimlerden çok daha küçüktürler.

Bu denklem, kütlelerin deviniminin nasıl olduğunu ayrıntıları ile göstermez. Bunu bulmak için atımın ta baştaki biçimini bilmeliyiz. Ama bu denklem, çözümlerin üzerinde başta Denk.(77) ile koyduğumuz varsayımın, mekanik yasaları ile uyuştuğunu gösterir. Bundan başka, Denk.(79)'un bu yasalara uyması için bir özdeşlik olması gerektiğinden "kesim başına gecikme"yi veren T süresinin

$$T = \left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} \tag{80}$$

eşitliği ile verildiğini görürüz. Şimdiye dek söylenilen her şeyin sağa doğru olduğu kadar sola yayılan, bir atım için de geçerli olduğunu belirtelim. Bu durumda Denk.(77)'deki imleme evrilir ve Denk.(79)'da da buna uyan değişimler olduğu için çözümlerin herhangi bir *toplamı* da bir çözümdür. Bu nedenle devinim ters yönlerde yol alan atımların üstüste binmesi olabilir. Gerçekten bir atım bir uçtan yansıdığında böyle bir durum oluşur, şimdi bu yansımaları irdeleyeceğiz.

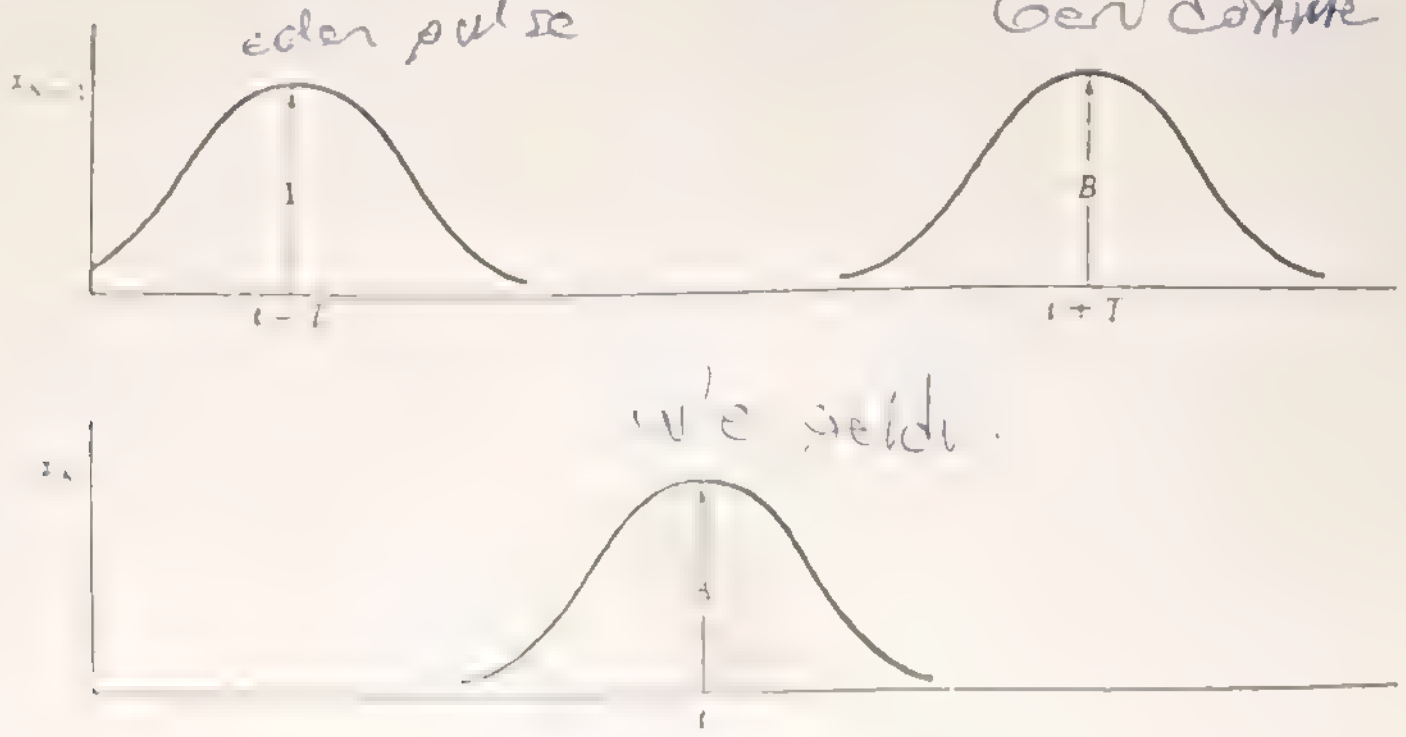
YANSIMALAR

Sonlandırıcı kuvvetler olmayınca konumluğu x_N olan sağ uçtaki $m/2$ kütlesinin devinim denklemi Denk.(76c)'dir. Bununla birlikte daha önce değindiğimiz gibi yansıyan atımı değiştiren ya da yansımayı tümüyle önlenmeyi sağlayan bir enerji soğurumu yolu arayabiliriz. Bu nedenle bu kütleye $-b\dot{x}_N(t)$ gibi değişken bir sönüm kuvveti ekleyerek

$$\tfrac{1}{2}m\ddot{x}_N = -k(x_N - x_{N-1}) - b\dot{x}_N \tag{81}$$

devinim denklemini elde ederiz. Bu denklem, bir atımın iletim yolunun sonundan yansımasını incelemek için kullanılabilir. Şek. 44'de gösterilen duruma göz önüne alalım. Birim genlikli bir atımın tepesi x_{N-1}

ŞEKİL 44



noktasından $t - T$ anında geçiyor ve kısmi (kısmi) bir yansımadan sonra $t + T$ anında B genliği ile geri dönüyor. Bu arada genlikli x_N yerdeğiştirimi gelen ve yansıyan atımların üstüste binmesidir. Bu üstüste biniş dolayısıyla t anındaki x_{N-1} niceliği $t + T$ ve $t - T$ anındaki x_N yerdeğiştirimlerine bağlıdır. Eğer yansımış atım bulunmasa idi, Denk. (77)'ye benzer biçimde

$$x_{N-1}(t - T) = \frac{1}{A} N_N(t) \qquad x_N(t + T) = A x_{N-1}(t)$$

olup $n_{N-1}(t) = \frac{1}{A}$ (82) $x_N(t$

olurdu. *Yalnız* yansımış atımı alsaydık,

$$x_{N-1}(t) = \left(\frac{B}{A}\right) x_N(t - T) \tag{83}$$

elde ederdik. Önceki denkleme A katsayısı neden girdi ise $1/A$ katsayısı da bu bağıntıya ondan girmiştir. Son olarak x_{N-1} 'in gerçekten bu iki katkının üstüste binmesinden oluştuğunu göz önüne alarak, $x_{N-1}(t)$ yi yukarıdaki denklemden çözerek ve toplayarak

$$x_{N-1}(t) = \frac{1}{A} x_N(t + T) + \frac{B}{A} x_N(t - T) \tag{84}$$

bağıntısını elde ederiz. Öyle ise x_N ile x_{N-1} arasında Denk. (77)'ye benzeyen

$$A x_{N-1}(t) = x_N(t + T) + B x_N(t - T) \tag{85}$$

bağıntısı bulunur.

A ve B sabitlerini bulmak için bu geometrik bağıntının uçtaki kütle ile ilgili Denk.(81) devinik denklemi ile bağdaştığını düşünüyoruz. Önceki gibi işlem yaparak Denk.(85)'in sağ yanındaki terimler için Taylor dizisi açılımını kullandığımızda

$$A x_{N-1}(t) = (1 + B) x_N(t) + (1 - B) T \dot{x}_N(t) + \tfrac{1}{2}(1 + B) T^2 \ddot{x}_N(t) + \cdots \tag{86}$$

buluruz. Bu sonucu Denk.(81)'de yerine koyarsak

$$\tfrac{1}{2} m \ddot{x}_N = -k x_N + k \frac{1 + B}{A} x_N + k \frac{1 - B}{A} T \dot{x}_N + k \frac{1 + B}{2A} T^2 \ddot{x}_N - b \dot{x}_N \tag{87}$$

çıkar. Eğer gelen ve yansıyan atımlar arasındaki bağıntı üzerindeki varsayımımız, $F = ma$ 'dan çıkarılan denklem ile bağdaşıyorsa atımın biçimi ne olursa olsun Denk.(87) sağlanmalıdır. Bu yalnız eşitliğin iki yanındaki türevlerin katsayılarının eşit olması ile, yani Denk.(87)'nin bir özdeşlik olması ile doğru olabilir. Katsayıları eşitleyerek

$$\begin{aligned} \tfrac{1}{2} m &= k \frac{1 + B}{2A} T^2 \\ 0 &= k \frac{1 - B}{A} T - b \\ 0 &= -k + k \frac{1 + B}{A} \end{aligned} \tag{88}$$

bağıntılarını elde ederiz. Durumun geometresinden kestirebileceğimiz gibi üçüncü denklem, $A = B + 1$ verir. Bu sonuç birinci denklemle bir yere getirilirse bildiğimiz $T^2 = m/k$'yı verir. Son iki denklemden A 'yı elediğimizde

$$k \frac{1 - B}{1 + B} T = b \quad \text{ya da} \quad B = \frac{1 - b/kT}{1 + b/kT} \tag{89}$$

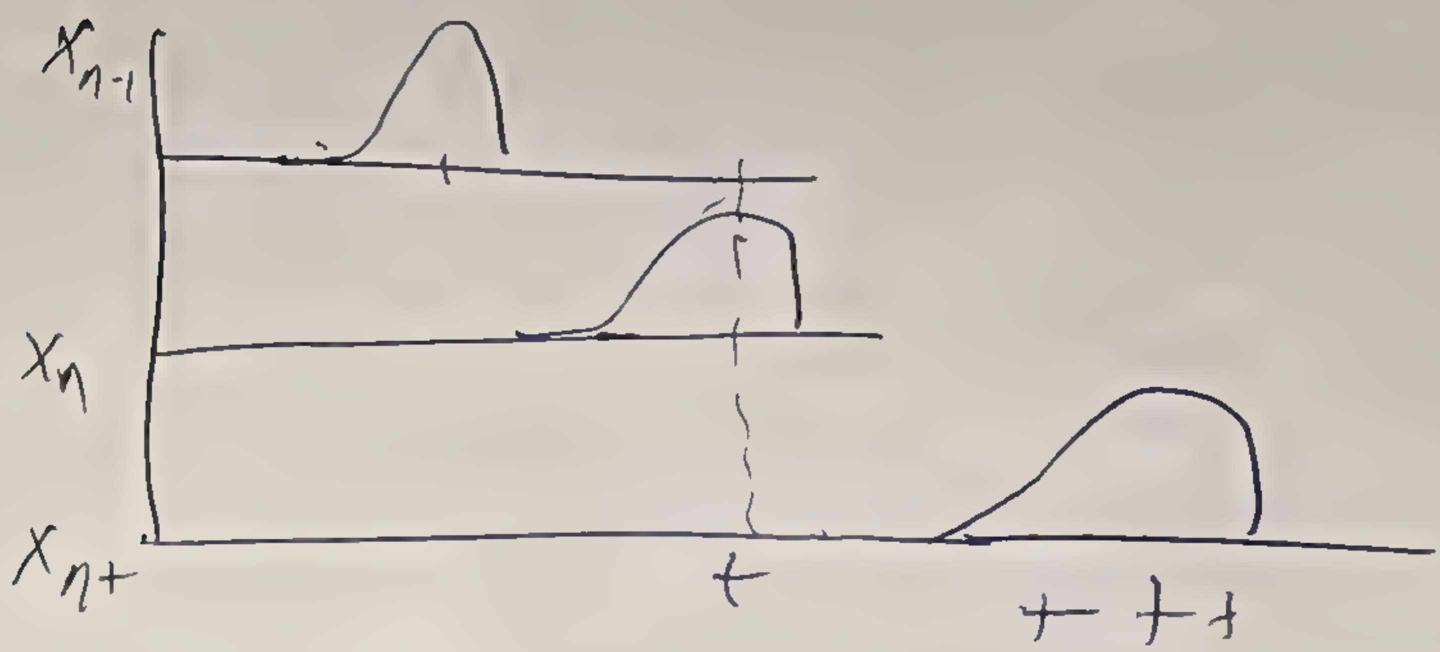
bulunur. Son olarak $T = m/k$'yı B 'ye taşıyarak

$$B = \frac{1 - b/(mk)^{1/2}}{1 + b/(mk)^{1/2}} \qquad A = B + 1 \tag{90}$$

elde ederiz. B yansıma katsayısı temel çevrim değiştirgenleri cinsinden verilir.

Olay gecikme olayı idi

t anında x_n'in durumuna baktık bir pulse gördük. Bu puls$(t-T)$ anında seride idi



$t \gg T$ ise sistem başlangıçta dedi.

$$x_{n-1}(t-T) = x_n(t)$$
$$x_{n+1}(t+T) = x_n(t)$$

Bunlar bana gerekli çözümler değil.

O'na $t+T$ ekleyelim t yerine

$$x_{n-1}(t) = x_n(t+T)$$
$$x_{n+1}(t) = x_n(t-T) \text{ olur.}$$

Bunları aynı denklemde kullanamam.

$t \gg T$ olduğundan Taylor serisi ile açalım

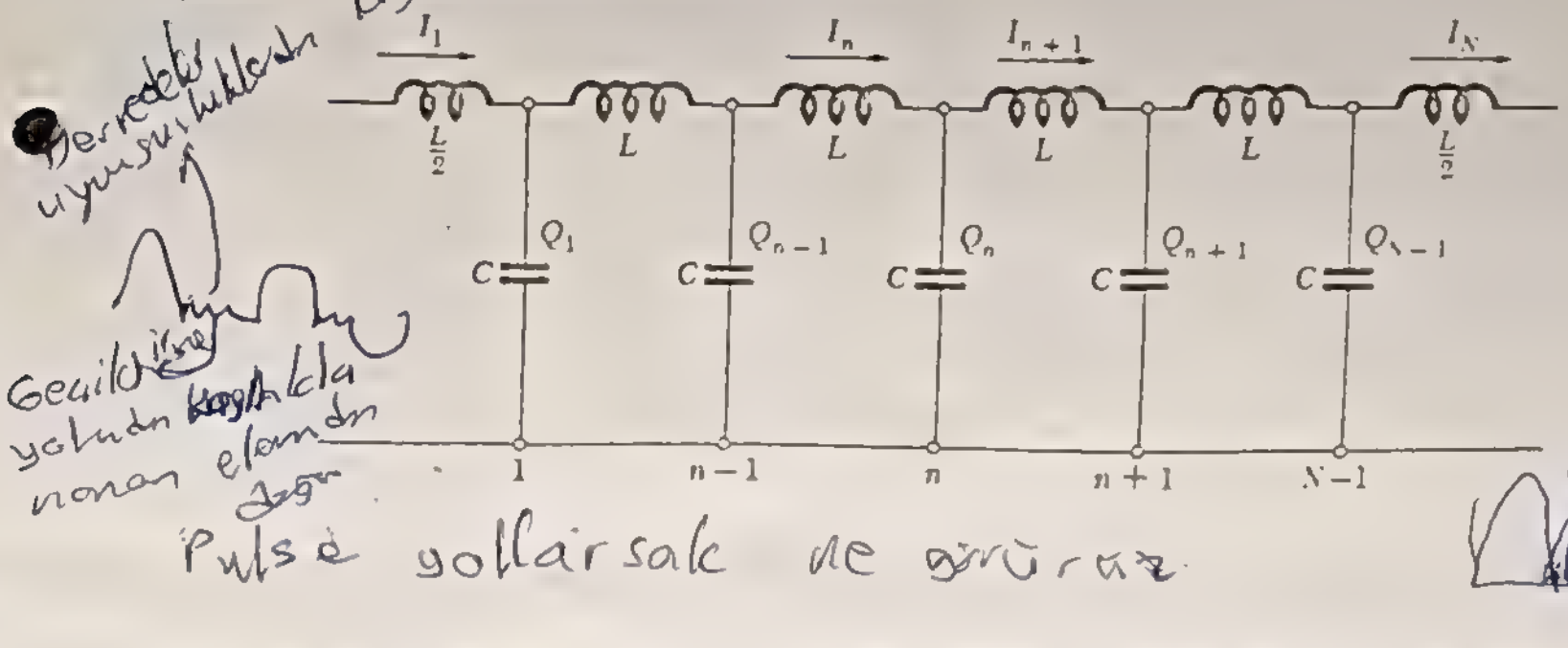
ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ

İlginç birkaç özel durum var. Eğer b sönüm katsayısı sıfır ise $B = 1$ olur ve atım tümünce yansıtılır. Bu durumda $A = 2$ 'dir ve uçtaki kütlenin yerdeğiştirimi gelen atım genliğinin iki katı olur. İkincisi $b = kT = (mk)^{1/2}$ için B 'nin sıfır olduğunu belirtelim. Bu durumda atım tümünce soğurulur, hiç yansımış atım yoktur ve uç kütlesinin yerdeğiştiriminin tepesi ötekilerine özdeştir. Son olarak, b çok büyük ise B yansıma katsayısı -1'e yaklaşır ve A sıfır olur. Yani yansımış atım tersine çevrilir ve uçtaki kütle hiç devinmez. Demek ki yansıma b 'nin büyüklüğüne dönüşül biçimde bağlıdır.

ELEKTRİKSEL BENZERLİK

Şimdi, önce incelediğimiz gibi m ile L, k ile $1/C$, ve b ile R arasındaki benzerlikleri kullanarak bu dizgenin elektrikteki benzerini işleyebilecek durumdayız. Akla yatkın bir benzer dizgenin Şek. 45'deki çevrim olduğu açıkça görülüyor. Şimdi bunun gerçekten geçerli olduğunu ortaya koyalım.

ŞEKİL 45



Şekildeki gösterimleri kullanarak Q_{n-1} ve Q_n yüklerinin biriktiği sığaçları içeren ilmeğe Kirchhoff 'un ilmek yasasını uyguladığımızda

$$\frac{Q_{n-1}}{C} - \frac{Q_n}{C} = L\ddot{I}_n \tag{91}$$

buluruz. Benzerince Q_n ve Q_{n+1} 'i içeren ilmek için

$$\frac{Q_n}{C} - \frac{Q_{n+1}}{C} = L\ddot{I}_{n+1} \tag{92}$$

elde ederiz. Q_n 'in üstündeki kavşağa Kirchhoff'un akım yasasını uygularsak

$$\dot{Q}_n = I_n - I_{n+1} \quad \text{ya da} \quad \ddot{Q}_n = \dot{I}_n - \dot{I}_{n+1} \tag{93}$$

çıkar. Akım türevlerini ilmek denklemlerinden çözüp Denk.(93)'de yerlerine koyduğumuzda

$$L\ddot{Q}_n = \frac{1}{C}(Q_{n-1} - 2Q_n + Q_{n+1}) \tag{94}$$

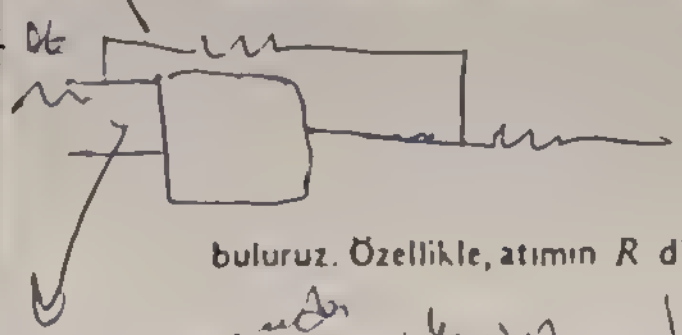
buluruz.

Bu denklemin Denk.(76a) ile karşılaştırılması matematikçe tam özdeş yapıda olduklarını, dolayısı ile mekaniksel dizge için bulunan denklemin irdelemesinin ve bulunan sonuçların elektriksel benzeri için de geçerli olduğunu gösterir.

Elektromekaniksel benzerin incelenmesini bitirmiş olmak için denklemleri uçlar için türetip bunları Denk.(76c) ve Denk.(81) ile karşılaştırmanız gerekir. Bu hesaplamalar deneylerimiz için gerekli olmadığın-

dan burada verilmeyecektir. Öğrencinin kendisi bunları çıkarmalıdır, çok yararlı olur.

Yukarıki mekaniksel çözümlemenin en anlamlı sonucu Denk.(80) ve Denk.(90) dır. Şimdi bunları elektriksel benzeri diline çevirirsek,



$$T = (LC)^{1/2} \tag{95}$$

$$B = \frac{1 - R/(L/C)^{1/2}}{1 + R/(L/C)^{1/2}} \tag{96}$$

buluruz. Özellikle, atımın R direnci yüzünden kapalı uçta tümünce soğurulması için gerekli koşul:

$$R = \left(\frac{L}{C}\right)^{1/2} \tag{97}$$

dir. Dalga direnci boyutunda olan $(L/C)^{1/2}$ niceliğine dizgenin belirtgen dalga direnci ya da etkin direnç denir böylece uç direnci belirtgen dalga direncine eşit olunca iletim yolunun ucundan hiç bir yansıma olmayacağını bildiren önemli sonuca varırız.

İletim yolunun baştaki ucundan ($n = N$ yerine $n = 1$) yansımaların tartışmasını yapmadık. Ama biraz düşününce bu dizgede hiç bir şeyin yöne bağlı olmadığı görülür. Şek.46'da sağdan sola doğru ilerleyen bir yansımış atım, iletim yolunun bağlı bulunduğu çevrimin etkin direncine bağlı bir yansıma genliği ile sol uçta ikinci bir yansımaya daha uğrar. Bu yansıma iletim yoluna atımlar gönderen kaynağın *dalga direnci* ile ya da eklenen dirençler ile oluşan çevrimin iç *dalga direnci* ile olabilir. Şu halde, iletim yolunun uçları belirtgen *dalga direncine* eşit dirençlerle kapanmamış ise her yansımada Denk.(96) ile verilen bir yeğnileşme ile ardısıra yansımalar olur.

DAĞITKANLIK*

Şimdi biçimi ne olursa olsun bir atımın iletim yolunda biçimini değiştirmeksizin sabit hızla ilerleyip ilerlemediği sorusuna dönelim. Bu soru sinussel dalgaların yayılmasını ele alarak kolayca incelenebilir. Bir atım Fourier çözümlemesi ile her zaman sinüssel bileşenlerin bir toplamı olarak gösterilebilir. Eğer bütün sinüsel bileşenler aynı hızla yayılırsa, o zaman başta varsaydığımız gibi atımın tüm kesimlerinin aynı hızla yayılmasını bekleyebiliriz. Ama, sinussel dalgaların hızının sıklıklarına bağlı olduğu ortaya çıkarsa o zaman genel olarak, bir atımın belirli bir hızla yayıldığı düşüncesi doğru olmayacaktır.

Bu durumda yapılacak iş Denk.(94) için kesimler arasında değişmez evre farkı oluştuğunu varsayan sinussel bir çözüm almak, ve bunun çözüm olma koşullarını önerilen çözümü yerine koyarak sınamak buradan evre başına T gecikme zamanını hesaplamaktır. Böylece önerilen deneme çözümü:

$$Q_n = Q_0 \cos \omega(t - nT) \tag{98}$$

olsun, burada n 'inci yükün birinciye bakınca bir nT süresince geciktiği düşünülüyor Q_0 bir genlik sabitidir ve bütün yükler için özdeştir. Bunu Denk.(94)'de yerine koyunca

$$\begin{aligned} -LC\omega^2 Q_0 \cos \omega(t - nT) = {} & Q_0 \cos \omega[t - (n + 1)T] \\ & - 2Q_0 \cos \omega(t - nT) \\ & + Q_0 \cos \omega[t - (n - 1)T] \end{aligned} \tag{99}$$

elde ederiz. Bu eşitlikte ωT ve $\omega(t - nT)$ niceliklerinin kosinüsleri olan terimler elde etmek için kosinüs işlevlerini açalım ve $Q_0 \cos \omega(t - nT)$ ortak çarpana bölelim, böylece

*Dağıtkanlık: Dispersion

$$
\begin{aligned}
-LC\omega^2 Q_0 \cos\omega(t-nT) = {} & Q_0 \cos\omega(t-nT)\cos\omega T \\
& + Q_0 \sin\omega(t-nT)\sin\omega T \\
& - 2Q_0 \cos\omega(t-nT) \\
& + Q_0 \cos\omega(t-nT)\cos\omega T \\
& - Q_0 \sin\omega(t-nT)\sin\omega T
\end{aligned}
$$

$$LC\,\omega^2 = 2(1-\cos\omega T)$$

$$LC\omega^2 = 4\sin^2\frac{\omega T}{2} \tag{100}$$

buluruz. Son eşitlik yarı-açı formülünü kullanarak elde edilmiştir.

Demek ki, Denk.(98) tipinde çözümler vardır; bu çözümlerde her yük kesimler arası $\phi = \omega T$ lik sabit bir evre değişimi ve özdeş sıklık ile sinüssel olarak salınır. Bununla birlikte özel durular dışında kesim başına T gecikme süresi Denk.(95) ile verilmez ve bu süre genellikle sıklıktan bağımsız değildir. Eğer ω 'ya karşılık gelen dönem kesim başına T gecikmesinden çok *uzun ise*, o zaman ωT çok küçük olduğundan komşu kesimler arasındaki evre değişimi çok küçük olur. Bu durumda Denk.(100) 'deki sinüsel işlev kuvvet dizisine açılabilir. Dizinin yalnız ilk terimi alakonursa

$$LC\omega^2 = 4\left(\frac{\omega T}{2}\right)^2 \quad \text{ya da} \quad T = (LC)^{1/2}$$

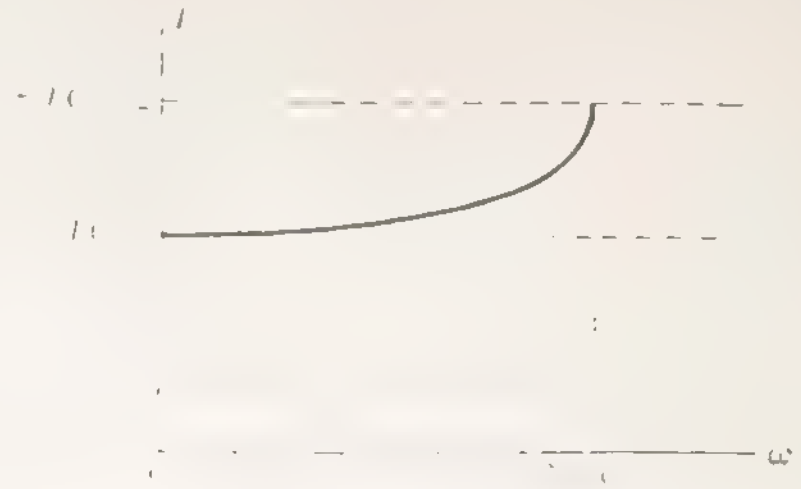
buluruz. Böylece yalnız aşağı sıklıklar sınırında T sıklıktan bağımsız olarak Denk.(95)-ile verilir. Tersine sinüsel işlev 1 'i aşamayacağı için

$$LC\omega^2 = 4 \quad \text{ya da} \quad \omega = \frac{2}{(LC)^{1/2}} \tag{101}$$

ile verilen bir üst sıklık sınırı vardır. Sıklık ve dönüşül (kritik) değerden büyükse Denk.(94)'ün Denk.(98) biçiminde sinüssel bir çözümü yoktur.

Şek. 46, Denk.(100)'den elde edilen T 'yi ω 'nın işlevi olarak veren bir çizit gösteriyor. Şekildeki gibi küçük sıklıklarda T, ω 'dan bağımsızdır ve $(LC)^{1/2}$ 'ye eşittir; ama ω arttıkça T büyür ve kesilim (cutoff) sıklığında $\pi(LC)^{1/2}/2$ değerine ulaşır. Bu sıklığa karşılık gelen dönem $2\pi/\omega$ ya da $\pi(LC)^{1/2}$ olup kesilim sıklığındaki kesim başına gecikmenin iki katına eşittir.

ŞEKİL 46



Demek ki dönemi kesim başına gecikmenin iki katından büyük olan bir sinüsel dalga yapı boyunca yayılamaz. Kesim frekansının L ve C değerleri ilk tam yolununki ile özdeş olan yalın bir LC çevriminin çınlanım frekansının iki katı olması eğlenceli görülebilir.

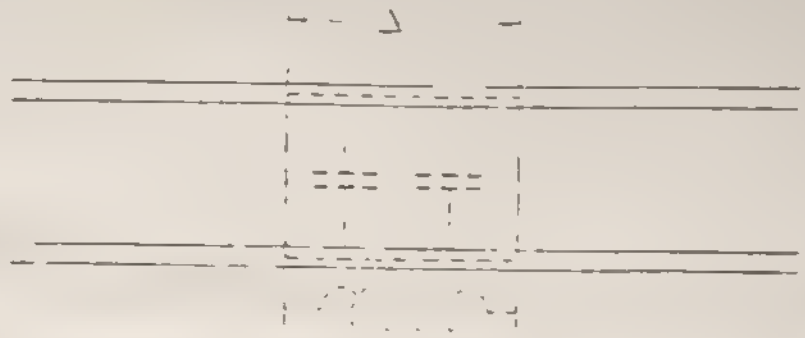
Yukarki irdeleme bir atımın iletim yolundan çarpılmadan , yani biçimini yitirmeden geçebilmesi için çeşitli sıklık bileşenlerinin yolun kesilimsıklığından bakınca küçük olması gerektiğini gösteriyor. Yoksa biraz çarpılacak ve eğer temel bileşenler kesitlimin üstünde ise atım biçimini busbütün yitirecek ve zayıflayacaktır. Atımın yayılım hızının sıklığa bağlı oluşundan ileri gelen zayıflama ve çarpılma olayının tümüne çokcası *dağıtkanlık* (dispersion) denir. Dalgalı yapıda olan ses, ışık, ve kuantum (nicemler) mekaniği gibi öteki fizik kollarında buna benzer çok olay vardır.

İLETİM YOLLARI

İletim yolunun kesimi başına L ile C'yi küçülterek kesilim sıklığını yükselebileceği Denk.(101)' den görülüyor. Örneğin, L ile C önceki değerlerinin yarısına indirilirse kesilim sıklığı 2 katına çıkar, ama belirtgen dalga direnci değişmez. Bu gözlem, irgitimliği ve sığalığı iletim yoluna *sürekli olarak* boylu boyunca dağılmış bulunan bir iletim yolu söz konusu olabileceğini gösterir. Böyle bir iletim yolunun bir yüksek sıklık kesilimi olmayacak ve tam dağıtımsız bir iletim sağlanacaktır.

Böyle bir dizge gerçekten olasıdır ve belli sınırlar içinde kullanışlıdır. Yalın bir iletken çifti böyle bir dizge oluşturur ve buna yayınık-değiştirgenli yol ya da iletim yolu denir. Örneğin, bir çift koşut duz iletken birim uzunluğu başına belli bir sığalığı ve iki iletkenin iki öğesi arasında bir akı değişimi bulunması dolayısı ile de bu iki öğenin birim uzunluğu başına belli bir irgitimliği vardır. Bu düşünceler Şek. 47 de gosterilmiştir. Uygulamada iletim yolları çoğu kez eşeksenli yuvaksal (silindirsel) yapılardır, dış iletken,

ŞEKİL 47



iletkenler arasındaki boşluk için bir duruk yük perdesi gibi iş görur. Boylece iletim yolu çevredeki başka iletkenlerden gelen alan serpintilerinin etkisinden korunur. Boyle bir iletim yoluna, eş-eksenli (coaxial) yol ya da çoğu kez kısaltılmış olarak eşeksenler denir.

Toplu-değiştirgenli yol için geliştirdiğimiz çözümleme, L ve C'yi birim boy başına irgitimlik ve birim yol başına sığalık diye yorumlayarak dağınık-değiştirgenli yol için de kullanılabilir. Belirtgen dalgadirenci yine Denk.(97) ile verilir ve T gecikim süresi birim uzunluk başına gecikim olur. O zaman bu niceliğin tersi birim zamanda alınan yol, yani gerçek yayılma hızıdır. Ülkül (kusursuz) halde iletim yolunda hiç dağıtım yoktur ve yayılma hızı sıklıktan tümcek bağımsızdır.

Gerçek iletim yolları iki nedenle hiç bir zaman bu ülkül davranışa giremezler. Bunun ilk nedeni iletkende enerji yitirimine yol açan dirençler bulunmasıdır. İkincisi, iletkenler arasındaki boşluğun iç tele destek olmak için bir ölçüde bir dielektrik madde ile doldurulmuş olmasıdır. Dielektriklerin özelikleri hep sıklığa bağlıdır ve bir dielektrik yüksek sıklıklarda enerji yitirir, yani sanki bir yan kol direnci varmış gibi davranır. Bu nedenle eş eksenli iletim yollarının bile, bir yüksek sıklık kesilimi oluşur, maddenin iyi seçilmesi ile bu Sıklık 10^{10} Hz ve daha yukarı uzanan sıklıklarda çıkarılabilir.

İç ve dış yarıçapları sıra ile a ve b olan eşeksenli yuvaklardan oluşan bir iletim yolu için birim uzunluk başına irgitimliğin ve sığalığın

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a} \qquad C = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln (b/a)} \tag{102}$$

olduğu elektromıknatısal kurama giriş bilgisiyle gösterilebilir. Öyleyse yayılma hızı:

$$u = \frac{1}{(LC)^{1/2}} = \frac{1}{(\mu\varepsilon)^{1/2}} \tag{103}$$

olur. Bu, iletkenlerin boyutlarından bağımsızdır ve yalnız iletkenler arasındaki maddenin elektriksel ve mıknatısal özelliklerine (ε ve μ 'ye) bağlıdır. Özellikle, eğer (ε ve μ) boşluktaki (ε_0 ve μ_0) değerlerine yakınsa o zaman yayılma hızı ışığın boşluktaki $c = (\mu_0\varepsilon_0)^{-1/2}$ hızına yakındır. Ama özelikle dielektrik sabiti birden epeyce büyükse yani ε, ε_0 'dan epey büyükse o zaman u, c 'den küçüktür.

Belirtgen dalgadirenci*, $R = (L/C)^{1/2}$ ise

$$R = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \ln\frac{b}{a} \tag{104}$$

ile verilir. Böylece, iletkenlerin b/a yarıçap oranlarını değiştirerek iletim yolunun belirtgen dalgadirencini kolayca değiştirebiliriz.

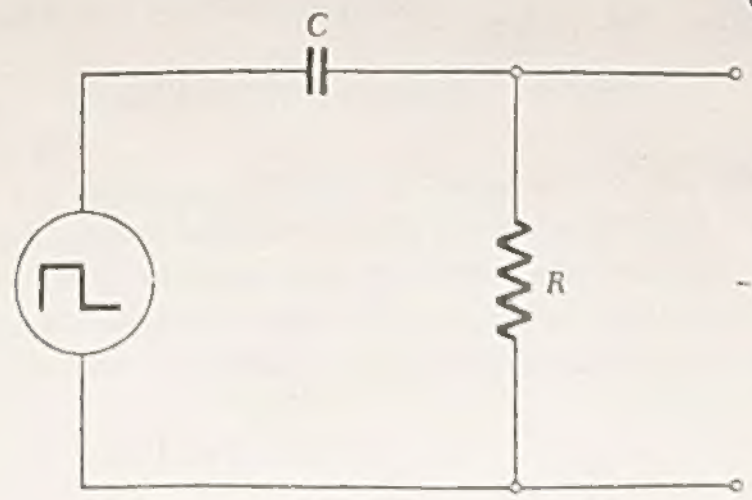
Yayınık-değiştirgenli iletim yolunun tüm çözümlenmesi, iletkenler arasındaki alanlar ile, bölgedeki dalgaların yayılmasından giderek de yürütülebilir. O zaman çözümlemenin ayrıntıları epey değişiktir, ama yayılma hızı ve belirtgen dalga direnci ile ilgili son vargılar özdeş çıkar.

DENEY

1. ATIMLARIN YAYILMASI

Bir iletim yolunda atım yayılması deneyini yapmak için bir atım kaynağı gerektir. Atımlar elde etmenin kolay bir yolu Şek. 48'de gösterildiği gibi bir kare dalga üreteci ile birlikte bir RC çevrimi kullanmaktır. Bu düzeneğin davranışı Deney EC-1 'deki gibi ayrıntılarıyla çözümlenebilir. Eğer RC zaman sabiti kare, dalganın dönem süzeğinden çok kısa ise akım dirençten her yarım dönemin başında yalnız çok kısa bir süre boyunca geçer ve sonunda ucaylanım durumu nöbetleşe değişen bir atımlar dizisi oluşur. Açıkça görüldüğü gibi atım süresi RC ile oranlıdır. Yalnız tek ucaylı atımlar isteniyorsa çevrime dirençle sıralı bir çiftüşek

SEKİL 48

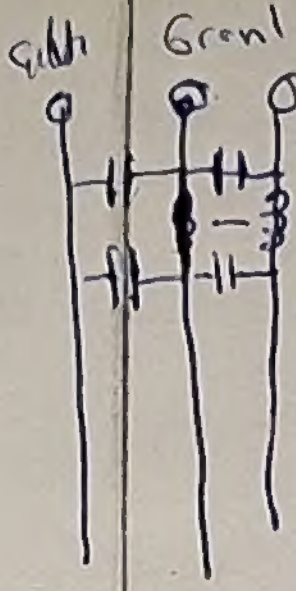


(diyod) sokulur.

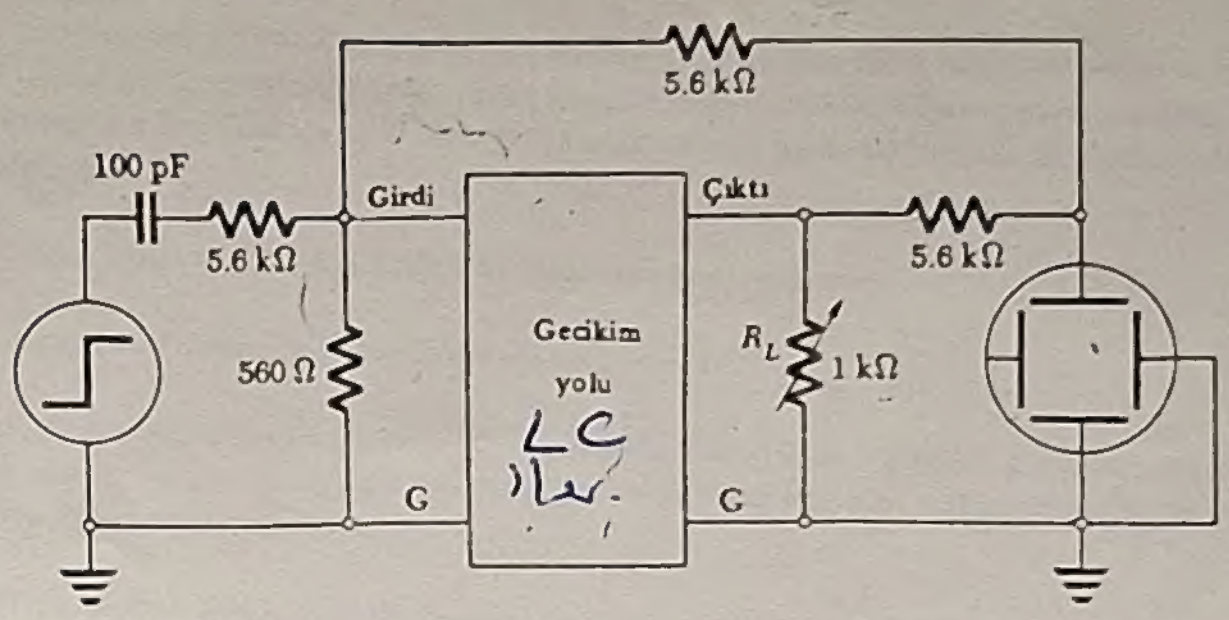
Atımların iletimi, yansımasını incelemek için Şek.49'da gösterilen çevrim kullanılabilir. Bu çevrime giren, çıkan ve yansıyan atımlar, süpürü sıklığı kare dalga üreteci ile eşit olacak biçimde ayarlanan osillos kobun düşey girdisine verilir. Yolun girdi direnci belirtgen dalgadirencine yaklaşıkça eşit olacak biçimde seçilir. Böylece yolun girdi ucundan yansımalar giderilmiş olur.

İletim yolunun (N) toplam gecikme süresini ölçün. Bu ölçümden ve kesimlerin sayısından, kesim

*Dalgadirenci : Çeli (impedans)



ŞEKİL 49



başına T gecikmesini bulun. R_L uç direncini, iletim yoluna uyuncaya, yani yansımalar giderilinceye dek ayarlayın. Belirtgen dalgadirencini bulmak için R_L 'yi çevrimden ayırın. Bir dirençölçerle direncini ölçün. Ölçtüğünüz bu dirençten ve kesim başına gecikmeden L ve C değerlerini hesaplayın.

2. R_L İLE DEĞİŞME

R_L yansıma uç direncini değiştirerek çıktı genliğini R_L 'nin işlevi olarak ölçün, ve bunu R_L 'nin işlevi olarak çizitleyin. Aynı işlemleri, yansıyan atımlar için yineleyin. Yukarda Denk.(96)'dan çıkan sonuçlarla karşılaştırın.

3. ÜSTÜSTE YANSIMA

İletim yolunun girişindeki yansımaları gözleyebilmek için 560 Ω 'luk girdi direnci yerine oldukça daha küçük ya da daha büyük bir direnç bağlayın. Üstüste yansımaları gözleyebiliyor musunuz? Girdi imlemini doğrudan osiloskoba götüren 5,6 kΩ 'luk direnci bu gözlem için çıkarabiliriz. Yansımaların evre bağıntıları uç direncine nasıl bağlıdır? Geçirilen ve yansıtılan genliklerin beklenenden biraz daha küçük olduğunu görebiliriz. Bu neden böyledir?

4. GERİLİM ZAYIFLAMASI

İletim yolunun kesimi başına gerilim düşüşünün, kesim başına sıralı direncin kesim başına belirtgen dalgadirenci bölümüne oranlı olduğunu gösterebiliriz. Gerçekte bu direnç çokcası irgitim kanallarından gelir. İletim yolunun sıralı direncini ölçün, bu değer ile kesimlerin sayısından kesim başına direnci bulun ve beklenilen zayıflamayı bir sabit çarpan yaklaşıklığı ile hesaplayın. Bitişteki iletim yolu-direnç denkleşimi sağlanınca bunu gözlenen zayıflama ile karşılaştırarak orantı sabitini bulun.

5. KESİLİM (CUTOFF)

İletim yolunun yüksek sıklık kesilimini hesaplayın. Denel olarak kesilimi gözleyebilir misiniz?

6. EŞEKSENLİ İLETİM YOLU

Yukarıdaki bütün deneyler eşeksenli iletim yolu ile yinelenebilir. Belirtgen dalga direncinden küçük ya da büyük birkaç uç direnci ile geçirimleri ve yansımaları gözleyin. Toplu-değiştirgenli iletim yolu ile ne gibi benzerlikleri ya da ayrılıkları vardır?

ELEKTRİK ÇEVRİMLERİ

SORULAR

1 Bir iletim yolunun iki ucunu Z belirtgen dalgadirençlerinden çok daha büyük dirençlere bağladığınızı düşünelim. 0,2,4,6 ..... yansımalarından sonra çıkışa varan ardışık atımların ucaylanımını tartışın. Tartışmayı dirençlerin her ikisinin de Z 'den çok *küçük* olduğu ya da birinin küçük ötekinin büyük olduğu durumda yapın.

2 Denk. (90) daki $b(mk)^{-1/2}$ niceliğinin boyutsuz olduğunu gösterin.

3 $(L/C)^{1/2}$ niceliğinin direnç boyutunda olduğunu gösterin.

4 Bu deneyde kullanılan toplu-değiştirgenli iletim yolundaki bütün irgitgiler çoğu kez ortak bir akım makarasına sarılmışlardır. Bu nedenle kesimler arasında biraz irgitimli bağlaşım vardır. Bunun atımın yayılmasında etkisi ne olabilir?

5 Denk.(102)'de verilen birim uzunluk başına irgitimlik ve sığalık yazımlarını eşeksen bir iletim yolu için çıkarın.

6 Kesim başına T gecikimini kesilim sıklığında $\pi(LC)^{1/2}/2$ olduğunu gösterin.

7 Eşeksen iletim yolunun belirtgen dalgadirencini MKS birimlerinde $Z = 60 \ln (b/a)$ Ωile verildiğini gösterin. Buradaki 60 katsayısı kesin mi, yoksa yaklaşık bir sayı mıdır? Eğer yaklaşık bir sayı ise tam değerinden yüzde kaç farklıdır?

8 RC çevrimini ve kare-dalga üretecini kullanarak oluşturulan bir atımın biçimini veren bir yazım türetin. Gerçek atımın biçimi tıpatıp böyle midir? Kare dalganın köşeleri tam keskin değilse ne olur?

9 Toplu-değiştirgenli iletim yolunda atımlarınevre ve kümehızları aynı mı yoksa ayrı mıdır? Hangisi büyüktür? Niçin?

KESİM I 10 kΩ = sonuç frekansı

n = 25 · 1 tanesi için T kadar ga kalıyorsa

Gelen geçen arasındaki T gecikmesi 6 μs $6 \cdot 10^{-6}$ s.

NT = 25 adet için t = toplam gecikme $90 \cdot 10^{-6}$ s.

Kalbolunan R = 500 Ω

T = var.

Kesim II

	Giriş	Çıkış	Gelen
R = 0	46	−24	0
R = 100	46	−18	−10
R = 200	46	−12	+20
R = 300	46	−8	+26
R = 400	46	−4	32
R = 500	46	2	36

Yansıyan

$$I = I_0 e^{-t/RC}$$

$t \to \infty$ Açık devre

$$V = \frac{y_{ük}}{R}$$

$$L = \frac{V}{\frac{dI}{dt}} = \frac{\frac{y}{\cancel{\text{Uzunluk}}}}{\frac{y_{ük}}{z^2}}$$

$$= \frac{z^2}{\text{uzunluk}}$$

$$R = \frac{\frac{y}{u}}{\frac{y}{z}} \qquad \frac{C}{R} = 7$$

olsa idi kısa sürelerle birinden diğerine değişecekti. Pulsta ise

Bükülme yok kısa kısa